



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET
DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE



UNIVERSITE AKLI MOHAND OULHADJ BOUIRA

FACULTE DES SCIENCES ET DES SCIENCES APPLIQUÉE
DEPARTEMENT DE GENIE MECANIQUE

N° d'ordre :/Master/2020.

Série :/GM/2020.

MEMOIRE

Présenté pour obtenir le diplôme de master
en Génie Mécanique

**Étude de l'impact de CO₂ émis par un moteur à combustion
interne sur le réchauffement climatique**

OPTION :

Énergétique

Par : **DABOUZ Idir**

SEBAI Lakhdar

Soutenue le : //2020

Devant le jury composé de :

Président : M^r.

Rapporteur : M^r. MAHFOUD.B

M.C. A

Université Bouira

Université Bouira

Examineurs :

M^r

M^r.

Université Bouira

Université

Dédicaces

Merci mon dieu de m'avoir donné la capacité d'écrire et de réfléchir, la patience d'aller jusqu'au bout. J'ai l'honneur de dédier ce modeste travail :

A celle qui m'a donné la vie, le symbole de tendresse qui s'est sacrifiée pour mon bonheur et ma réussite, à ma mère.

A mon père, écolier de mon enfance, qui a été mon ombre durant toutes les années des études et qui a veillé tout au long de ma vie à m'encourager à me donner de l'aide.

A mon adorable sœur Ouardia, en témoignage de l'attachement, de l'amour et de l'affection que je te porte, je te dédie ce travail avec tous mes vœux de bonheur, de santé et de réussite.

A mes frères AZIZ, ABDALLAH mes fidèles compagnons les plus délicats de cette vie mystérieuse, je vous souhaite un avenir plein de joie de bonheur de réussite et de sérénités, je vous exprime à travers ce travail mes sentiments de fraternité et d'amour.

La mémoire de mes grands-parents, vos souvenirs resteront à jamais gravés dans mon esprit que dieu vous accueille dans son vaste paradis.

IDIR

Dédicaces

*Je remercie Allah tout puissant de m'avoir donné le courage et la
patience de terminer ce travail.*

Je dédie ce modeste travail

Aux personnes les plus chères au monde mes chers

Parents

A ma très chère mère :

*Tu es l'exemple de dévouement qui n'a pas cessé de m'encourager et
de*

*Prier pour moi. Et Puisse Dieu, le tout puissant, te préserver
T'accorder santé, longue vie et bonheur.*

A mon père :

*Rien au monde ne vaut les efforts fournis jour et nuit pour mon
Éducation et mon bien être. Ce travail est fruit de tes sacrifices.*

Sans toi ce travail n'aurait jamais vu le jour.

A Mes frères lamine et Syphax.

A toute ma famille que j'aime.

Sans oublier mes chères sœurs et frères

Mes amis merci d'être là.

À Tous ceux qui j'ai connus.

lakhdar

Remerciements

En préambule, je souhaite rendre grâce à Dieu, le clément et le miséricordieux de m'avoir donné la force et la patience de mener à bien ce modeste travail.

Je tiens évidemment à débiter ces remerciements en témoignant de ma profonde reconnaissance envers Monsieur Brahim MAHFOUD, maître de conférences à l'Université BOUIRA pour m'avoir encadré et dirigé ce travail avec patience.

*Je veux exprimer mes remerciements aux membres de jury,
MonsieurMA à l'Université BOUIRA.
MonsieurMA à l'Université BOUIRA.*

Mes remerciements s'adressent aussi à tous les enseignants du département de Génie Mécanique de l'Université BOUIRA.

تقدم دراسة عددية لاحتراق أربعة أنواع من الوقود (الميثان (CH_4) ، والإيثان (C_2H_6) ، والبنزين (C_6H_6) ، والكيروسين ($C_{10}H_{22}$) ، في غرفة الاحتراق. وتعتمد نمذجة الاحتراق غير المختلط مسبقًا على نموذج « Eddy Dissipation Model » و « Species transport » يستخدم نموذج k-ε لنمذجة الجريان المضطرب ، وقد تم إجراء عمليات المحاكاة العددية المختلفة باستخدام برنامج حساب الحجم المتناهية الصغر «Ansys Fluent». تم الحصول على نتائج مثيرة للاهتمام فيما يتعلق بالمجالات الديناميكية ودرجة الحرارة ونسبة الكتلة من ثاني أكسيد الكربون (CO_2) وتأثيرها على ظاهرة الاحتباس الحراري. وقد وجد أن انبعاث ثاني أكسيد الكربون يرتبط بتدفق الهواء و سرعة حقن الوقود.

كلمات مفاتيح : الاحتراق , الوقود, برنامج محاكاة , انبعاث ثاني أكسيد الكربون.

Résumé

Nous présentons une étude numérique de la combustion de quatre carburants (méthane (CH_4), Éthane (C_2H_6), benzène (C_6H_6), et kérosène ($C_{10}H_{22}$), dans une chambre à combustion. La modélisation de la combustion non-prémélangée est basée sur le modèle EDM « Eddy Dissipation Model » et « Species transport ». Le modèle k-ε est utilisé pour modéliser la turbulence. Les différentes simulations numériques ont été faites à l'aide du code de calcul en volumes finis « Ansys Fluent ». Des résultats intéressants ont été obtenus concernant les champs dynamique, de température, la fraction massique le dioxyde de carbone (CO_2), et son effet sur le réchauffement climatique. On a constaté que l'émission de CO_2 et lié au débit d'air et la vitesse de l'injection de carburant.

Mots clés : combustion, carburant, Ansys Fluent, la fraction massique le dioxyde de carbone

Abstract

We present a numerical study of the combustion of four fuels (methane (CH_4), Ethane (C_2H_6), benzene (C_6H_6), and kerosene ($C_{10}H_{22}$), in a combustion chamber. The modeling of non-premixed combustion is based on the EDM model "Eddy Dissipation Model" and "Species transport". The k-ε model is used to model the turbulence. The various numerical simulations were made using the finite volume calculation code "Ansys Fluent". Interesting results have been obtained concerning dynamic fields, temperature, mass fraction carbon dioxide (CO_2), and are effect on global warming. It has been found that the emission of CO_2 and related to air flow and the velocity of the fuel injection.

Keywords : combustion, fuels, Ansys Fluent, mass fraction carbon dioxide

Table des matières

Nomenclature	viii
Liste des figures.....	xi
Liste des tableaux.....	xiii
Introduction générale	1
Chapitre I : Généralités et revue bibliographique.....	3
I. Introduction	3
I.1 Définition d'une flamme	4
I.1.1 Différents types de flamme de combustion	4
I.1.1.1 La flamme de prémélange	4
I.1.1.2 La flamme conique	4
I.1.1.3 La flamme d'expansion	5
I.1.1.4 La flamme de stagnation	5
I.1.1.5 La flamme de diffusion	6
I.2. Triangle du feu	6
I.2.1 Le comburant.....	7
I.2.2 Le carburant.....	7
I.2.3 Les radicaux.....	7
I.3. Différents types de combustion	7
I.3.1 La combustion rapide	7
I.3.2 La combustion lente	8
I.3.3 La combustion stœchiométrique.....	8
I.3.4 La combustion non stœchiométrique.....	8
I.4. Classification des flammes.....	9
I.4.1. Classification selon les mélanges (air méthane).....	9
I.4.1.1. Les flammes prémélangés	9
I.4.1.2. Classifications selon les types d'écoulements	10

I.4.2. Classification selon BORGUI & M. CHAMPION	11
I.4.2.1. Flamme laminaire prémélange	11
I.4.2.2. Flamme laminaire non prémélangée	12
I.4.2.3. Flammes turbulentes de prémélange	13
I.4.2.4. Flammes turbulentes non- prémélangée	16
I.5. Modèles de combustion turbulente	20
I.6 Environnement : contribution à l'effet de serre	21
I.6.1 Variations récentes de teneur de l'air	21
Chapitre II : Géométrie –modèles mathématiques.....	23
II.1. Géométrie du problème.....	23
II.2. Equations de l'Aero-thermochimie	24
II.2.1. Equation de continuité.....	24
II.2.2. Equations de conservation de quantité de mouvement	25
II.2.3. Equations de conservation de l'énergie.....	25
II.2.4. Equations de conservation des espèces chimiques.....	27
II.3. Modélisation de la turbulence.....	27
II.3.1. Le modèle k-ε standard	28
II.4. Modélisation de la combustion	29
II.4.1. Le modèle EDM (Eddy Dissipation Model)	29
II.5. Les conditions aux limites et initiales.....	30
II.5.1. Les conditions initiales.....	30
II.5.2. Les conditions aux limites.....	31
Chapitre III : Procédure numérique.....	32
III.1. Méthode des volumes finis.....	32
III.2. Etapes de résolution par la méthode des volumes finis	34
III.2.1. Maillage	34
III.2.2. Discrétisation	35

III.3. Schémas employés dans la partie Fluent.....	36
III.3.1 Couplage vitesse pression	36
III.4. Détails numériques utilisés dans ce travail	38
III.5. Les critères de convergences	40
Chapitre IV : Résultats et discussions.....	41
IV.1. Validation des résultats.....	41
IV.2. Effet du Maillage	42
IV.3 Fraction massique de CO₂	43
IV.3.1 Carburant méthane (CH ₄)	43
IV.3.2 Carburant l'Éthane (C ₂ H ₆)	48
IV.3.3 Carburant le Benzène (C ₆ H ₆).....	50
IV.3.4 Carburant le kérosène (C ₁₀ H ₂₂).....	52
IV.4 Comparaison entre fractions	54
Conclusion générale.....	55
Bibliographie	56

Nomenclature

A	[m^2]	Surface
C_μ	[-]	Constante de modélisation $C_\mu = 0,09$
$C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, C_{\varepsilon 3}$	[-]	Constantes du modèle de turbulence
C_p	[j/kg K]	Capacité calorifique à pression constante
C_v	[j/kg K]	Capacité calorifique à volume constant
D_h	[m]	Diamètre hydraulique
$D_{i,m}$	[m]	Coefficient de diffusion de l'espèce i dans le mélange
Da	[-]	Nombre de Damköhler
E	[j]	Energie totale
F	[m /s ²]	Force de volume
h	[j.kg ⁻¹]	Enthalpie massique
I	[%]	Intensité de turbulence
k	[j/kg]	Energie cinétique turbulente
m_k	[kg]	Masse de l'espèce k
m	[kg]	Masse totale de gaz
N	[-]	Nombre d'espèce
P	[pa]	Pression statique
Pr	[-]	Nombre de Prandtl
Re	[-]	Nombre de Reynolds
Ri	[kg/m ³ .s]	Taux de production de l'espèce par réaction chimique
R	[kg/m ³ .s]	Constante des gaz parfait

Sc	[-]	Nombre de Schmidt
Sct	[-]	Nombre de Schmidt turbulent
T	[K]	Température
t	[s]	Temps
W	[m /s]	Masse moléculaire
x, y	[-]	Coordonnées cartésiennes de référence
Yi	[-]	Fraction massique

Lettres grecques

α		Facteur de sous relaxation
θ		Coefficient pour le schéma Quick
Γ_{ϕ}		Coefficient de diffusion de ϕ
δ	[m]	Épaisseur de la zone de réaction
δ_L	[m]	Épaisseur d'une flamme prémélangée laminaire plane non étirée
δ_R	[m]	Épaisseur de la zone réactive dans la flamme prémélangée laminaire plane
ε	[m ² /s ³]	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente
η	[m]	Micro échelle spatiale de Kolmogorov
λ	[W/mK]	Conductivité thermique.
μ	[kg/ms]	Viscosité dynamique
μ_t	[kg/ms]	Viscosité dynamique turbulente

ν	$[m^2/s]$	Viscosité cinématique
ν_t	$[m^2/s]$	Viscosité cinématique turbulente
ν', ν''		Coefficients stœchiométriques pour réactifs et produits
ρ	$[kg/m^3]$	Masse volumique
τ_{ij}	$[N/m^2]$	Tenseur des forces visqueuses
τ_c	$[s]$	Echelle de temps caractéristique de la réaction chimie
τ_t	$[s]$	Echelle de temps caractéristique de la turbulence
$\dot{\omega}$	$[Mole/cm^3.s]$	Taux de réaction

Abréviations

EDM	Eddy Dissipation Model
EDP	Equations Aux Dérivées Partielles
PDF	Probability Density Function
CFD	Computational Fluid Dynamics
PPM	Partie Par Milliard

Liste des figures

Chapitre I

Figure (I.1) : (a) Triangle de feu, (b) Tétraèdre du feu	3
Figure (I.2) : Flamme de prémélange	4
Figure (I.3) : La flamme conique.....	5
Figure (I.4) : La flamme d'expansion	5
Figure (I.5) : La flamme de stagnation	6
Figure (I.6) : La flamme de diffusion	6
Figure (I.7) : Types de flamme : (a) prémélangé, (b) non prémélangé.....	9
Figure (I.8) : différents systèmes pratiques de combustions classées selon le type d'introduction des réactifs (prémélange ou non) et la nature laminaire ou turbulente de l'écoulement	10
Figure (I.9) : Structure du front flamme laminaire prémélangée.....	11
Figure (I.10) : Structure d'une flamme laminaire non prémélangée	12
Figure (I.11) : Les différentes types des flammes turbulente de prémélangée	14
Figure (I.12.a) : (a) flamme mince plissée (flammelette).....	15
Figure (I.12.b) : (b) flamme plissée-épaissie.....	15
Figure (I.12.c) : (c) flamme épaissie.....	15
Figure (I.13) : une classification des différents types de flammes de diffusion turbulentes, dans le plan : nombre de DAMKÖLHER - nombre de REYNOLDS.....	17
Figure (I.14) : Echelle pour une flamme turbulente non- prémélangée.....	18
Figure (I.15.a) : Flamme de diffusion faiblement turbulente.....	19
Figure (I.15.b) : interaction à grande échelle de « flammelettes »	19
Figure (I.15.c) : interaction à petite échelle de « flammelettes »	19
Figure (I.16) : Taux de méthane à la limite supérieur de la troposphère	22

Chapitre II

Figure (II.1) : Géométrie du problème.....	24
Figure (II.2) : Condition aux limites du problème adimensionnel.....	31

Chapitre III

Figure (III.1) : Schéma du volume de contrôle dans le cas bidimensionnel.....	33
Figure (III.2) : Schéma du volume de contrôle (a), maillage décalé pour u e (b), maillage décalé pour v n (c).....	35
Figure (III. 3) : maillage de la géométrie dans « GAMBIT » (Vue 2D).....	38

Chapitre VI

Figure (IV.1) : Contour de la flamme de diffusion simulée (haut) et photo de celle réelle (en bas).....	42
Figure (IV.2) : Indépendance du maillage.....	42
Figure (IV.3) : Contour de la température : $V_{CH_4}=80$ m /s ; $V_{air}=0.5$ m/s (haut), 1m/s (milieu) et 2m/s (bas).....	45
Figure (IV.4) : Profil axiale de la température à $y=0.02, 0.1$ et 0.2 : $CH_4=80$ m /s ; l'air $=0.5$ m/s.....	45
Figure (IV.5) : Contour de la fraction massique de CO_2 : $V_{CH_4}=80$ m /s ; $V_{air}=0.5$ (haut), 1(milieu) et 2 m/s (bas).....	46
Figure (IV.6) : Contour de la fraction massique de CO_2 : $V_{CH_4}=100$ m /s ; $V_{air}=0.5$ (haut), 1(milieu) et 2 m/s (bas).....	46
Figure (IV.7) : Contour de la fraction massique de CO_2 : $V_{CH_4}=120$ m /s ; $V_{air}=0.5$ (haut), 1(milieu) et 2 m/s (bas).....	47
Figure (IV.8) : La fraction massique de CO_2 versus V_{air} en variant la vitesse d'injection de méthane	47
Figure (IV.9) : Contour de la fraction massique de CO_2 : $V_{C_2H_6}=80$ m /s ; $V_{air}=0.5$ (haut), 1(milieu) et 2 m/s (bas).....	49
Figure (IV.10) : La fraction massique de CO_2 et la V_{air} en variant la vitesse d'injection d'Ethane (C_2H_6) à la sortie	50
Figure (IV.11) : : Contour de la fraction massique de CO_2 : $V_{C_6H_6}=80$ m /s ; $V_{air}=0.5$ (haut), 1(milieu) et 2 m/s (bas).....	51
Figure (IV.12) : la fraction massique de CO_2 vs la vitesse à l'entrée de l'air en variant la vitesse d'injection de benzène C_6H_6 à la sortie	52

Figure (IV.13) : Contour de la fraction massique de CO₂ : C₁₀H₂₂=80 m /s ; l'air =0.5 (haut), 1(milieu) et 2 m/s (bas)53

Figure (IV.14): La fraction massique de CO₂ et la vitesse à l'entrée de l'air en variant la vitesse d'injection de kérosène C₁₀H₂₂ à la sortie.....54

Figure (IV.15): Comparaison entre la fraction massique de CO₂ du différentes carburants pour le cas V_c=100m/s et V_{air}=80m/s.....54

Liste des tableaux

Tableau (III.1) : Schéma de discrétisation.....39

Tableau (III.3) : Les valeurs de sous relaxation.....39

Tableau (IV.1) : la fraction massique de CO₂ avec carburant méthane CH₄..... 47

Tableau (IV.2) : la fraction massique de CO₂ avec carburant ETHANE (C₂H₆).....49

Tableau (IV.3) : la fraction massique de CO₂ avec carburant Benzène C₆H₆.....51

Tableau (IV.4) : la fraction massique de CO₂ avec carburant Kérosène C₁₀H₂₂.....53

Introduction générale

La combustion des hydrocarbures occupe une place importante pour la production d'énergie à partir des combustibles fossiles dont les ressources sont limitées. Cependant, la combustion des hydrocarbures tel que méthane (CH_4), Éthane (C_2H_6), benzène (C_6H_6), et kérosène ($\text{C}_{10}\text{H}_{22}$), entraîne la production d'espèces polluantes pour l'environnement, et la sévérité des normes antipollution qui deviennent de plus en plus exigeantes poussent les industriels du secteur de l'énergie à entreprendre des recherches pour perfectionner les procédés de combustion et de réduction de consommation en combustible et de limiter les émissions de CO_2 et les polluantes, en particulier les NO_x et le CO.

La maîtrise des processus de combustion reste et la diminution de l'émission de CO_2 la clef de l'efficacité énergétique d'un pays et de développement économique et comme l'Algérie est un pays disposant de ressources pétrolières et gazières importantes, elle doit disposer de ressources humaines et de recherche scientifique conséquente spécialisée dans le domaine de la combustion et ses applications. Sachant que la plupart des installations industrielles puisent leurs sources de chaleur en utilisant des brûleurs à gaz naturel, le domaine de recherche à ce sujet reste un axe très convoité par les industriels et les scientifiques.

- **Objectif de l'étude**

L'objectif principal du présent travail est la simulation de la combustion et la comparaison entre quatre carburant, qui sont le méthane (CH_4), Éthane (C_2H_6), benzène (C_6H_6), et kérosène ($\text{C}_{10}\text{H}_{22}$), pour déterminer la quantité de la fraction massique de CO_2 produit par ces carburants en changeant plusieurs paramètres qui gouverne la combustion comme le débit d'air à la l'entrée de la chambre de combustion et le la vitesse d'injection de combustible. Dans ce cas la présentation de champs dynamique, de température, la fraction massique de CO_2 dans le processus de combustion est indispensable.

Organisation du mémoire :

Le premier chapitre est consacré à l'intérêt pratique du thème, résidant derrière l'importance primordiale d'étudier la combustion. Ainsi, une étude bibliographique et les notions fondamentales sur les flammes laminaires et turbulentes. A la fin de ce chapitre on

citera les quelques modèles de combustion les plus utilisés pour la description des flammes turbulentes dans le domaine de la chimie.

Le deuxième chapitre détaille la géométrie, le modèle mathématique décrivant les écoulements réactifs. Les deux variantes du modèle $k-\varepsilon$ pour la turbulence et celui de EDDY dissipation pour la modélisation de la combustion turbulente sont introduits.

Le troisième chapitre présentera la procédure numérique avec laquelle le code Fluent traite les différents problèmes abordés.

Le quatrième chapitre présente les résultats obtenus à l'aide de CFD Fluent de la combustion de méthane (CH_4), Éthane (C_2H_6), benzène (C_6H_6), et kérosène ($\text{C}_{10}\text{H}_{22}$), et la production de CO_2 , suivi d'une conclusion générale

Chapitre I :
Généralités et revue
bibliographique

Chapitre I : Généralités et revue bibliographique

Dans ce chapitre, nous allons aborder une étude consacrée à l'intérêt pratique du thème, résidant derrière l'importance primordiale d'étudier la combustion. Ainsi, une étude bibliographique et les notions fondamentales sur les flammes laminaires et turbulentes. À la fin de ce chapitre, on citera les quelques modèles de combustion les plus utilisés pour la description des flammes turbulentes dans le domaine de la chimie.

I. Introduction

La combustion est une réaction exothermique d'oxydoréduction qui a lieu lors d'un contact, combinant entre l'oxygène de l'air, le combustible et une source de chaleur. Cette combinaison, porte le nom du triangle de feu.

La découverte de la combustion par le dioxygène est imputable au chimiste français Lavoisier, en 1775, car on considère généralement que Joseph Priestley, qui a isolé pour la première fois du dioxygène (impur) en 1774 n'a pas pour autant découvert le rôle de comburant du dioxygène.

La combustion est une réaction qui s'accompagne d'un dégagement de la chaleur (réaction exothermique) et aussi avec une émission de rayonnement. Elle est produite soit dans un système 'ouvert' soit dans un système 'fermé (en d'autres termes sans échange de chaleur et de matière avec le milieu extérieur. Globalement, c'est une réaction chimique qui n'a lieu que lorsque les espèces chimiques interagissent entre elles ou bien sont assez prêtes pour se modifier mutuellement. La combustion est aussi une réaction d'oxydation de matière combustible par de l'oxygène (comburant) et dont les produits sont appelés fumés ou imbrulés.[1]

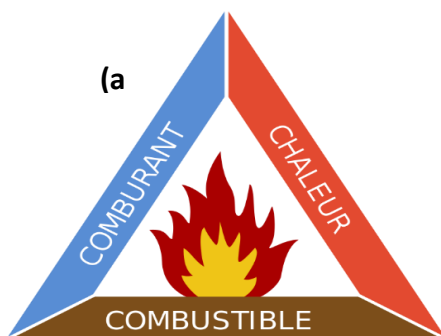


Figure I.1 : a) Triangle de feu [1]

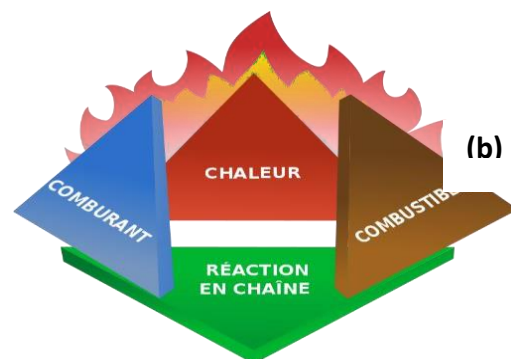


Figure I.1 b) Tétraèdre du feu [1]

I.1 Définition d'une flamme

Une flamme est un milieu réactionnel dans lequel se déroule une réaction de combustion. Elle est généralement associée à une zone réactive, lumineuse appelée front de flamme, onde de combustion ou encore zone de combustion. Les propriétés de propagation spatiale de la flamme résultent de l'action conjuguée de processus chimiques (production rapide de chaleur et d'espèces chimiques réactives), physiques (transport, diffusion), ainsi que de déplacement de matière (diffusion moléculaire) et de chaleur (convection). Donc, La flamme (zone de réaction) est le résultat du transport des espèces, du transport de la chaleur et de la réaction chimique. [4]

I.1.1 Différents types de flamme de combustion

La flamme est une réaction de combustion vive se produisant dans une zone localisée et de faible épaisseur. Elle se produit avec un fort dégagement de la chaleur et émet en générale de la lumière. Trois paramètres principaux nous permettent de distinguer plusieurs types de flammes [3]. Ce sont :

- La nature et le nombre de réactifs ;
- Le mode d'introduction des réactifs ;
- Le régime d'écoulement des gaz dans le milieu réactionnel.

I.1.1.1 La flamme de prémélange

Ici, les réactifs sont mélangés avant la réaction, on a donc une combustion homogène.

Exemple : fours à gaz, turbines à gaz, bec bunsen, chalumeau, moteur à essence, ...

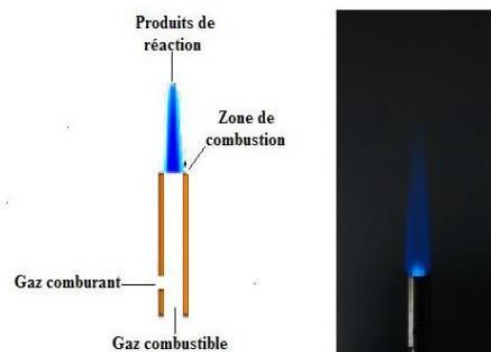


Figure I.2 : Flamme de prémélange.[3]

I.1.1.2 La flamme conique

Un écoulement de type poiseuille s'effectue à l'intérieur d'un brûleur de type bunsen possédant une section circulaire et sur lequel se stabilise la flamme.

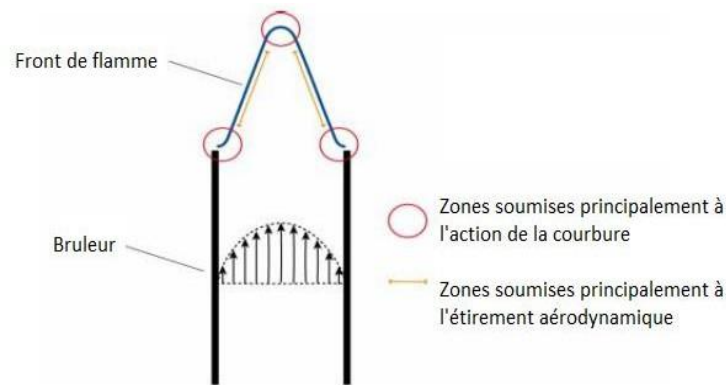


Figure I.3 : La flamme conique [3]

I.1.1.3 La flamme d'expansion

La flamme, se propageant dans un mélange au repos, la combustion se produit grâce à une décharge entre deux électrodes ou par allumage laser dans un volume de dimension faible devant celle de la chambre de combustion. Appelé aussi flamme sphérique, dont le terme vient du fait que la flamme se propage pratiquement uniformément dans l'espace. Elle se présente sous deux formes : celles évoluant dans une chambre close (la pression croit sous l'effet des gaz chaud) et celles évoluant à pression constante (la chambre de combustion est dotée d'un évent).

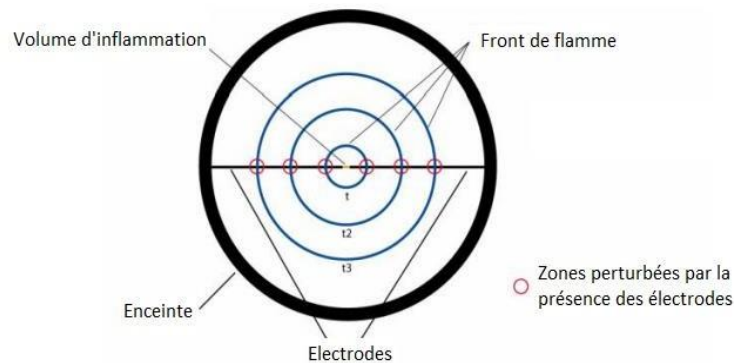


Figure I.4 : La flamme d'expansion [3]

I.1.1.4 La flamme de stagnation

C'est une flamme qui est stabilisée dans un écoulement divergent obtenue soit en impactant l'écoulement sur une surface plane (flamme contre paque), soit en impactant deux écoulements axisymétrique (flamme à jet opposée ou contre-courant).

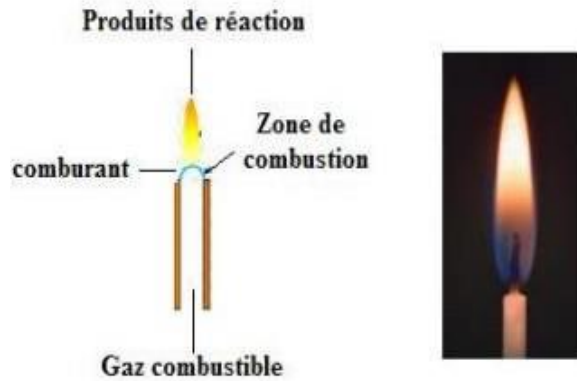


Figure I.5 : La flamme de stagnation [3]

I.1.1.5 La flamme de diffusion

C'est une combustion hétérogène, c'est-à-dire que les réactifs se rencontrent au niveau de la flamme. En d'autres termes, c'est une combustion contrôlée, le combustible et le comburant sont injectés séparément et sans prémélange initial. Le transport diffusif des réactifs se fait l'un vers l'autre, d'où le nom de flamme diffusion.

Exemple : Bougie, moteur diesel

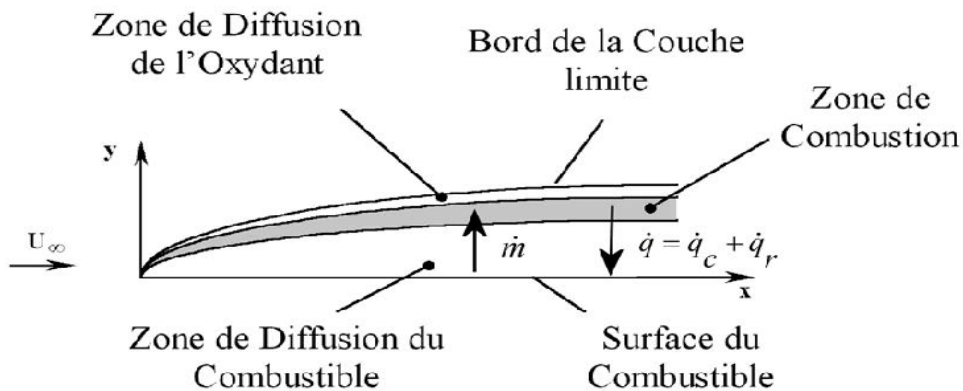


Figure I.6 : La flamme de diffusion [3]

I.2. Triangle du feu

Avant 1980 on considérait que la réaction chimique de combustion ne peut se produire que si l'on réunit trois éléments : un combustible, un comburant, une énergie d'activation en quantités suffisantes. C'est pourquoi on parlait alors du « triangle du feu ».

Depuis les années 1980 on a découvert qu'une des étapes indispensables de la réaction chimique est la production de radicaux libres ; cette étape est nécessaire pour que la

combustion s'entretienne et que l'on puisse parler d'incendie. C'est la raison pour laquelle on parle depuis de « tétraèdre du feu ».[1]

I.2.1 Le comburant

Le comburant est une substance chimique (liquide, solide, gazeuse) qui, associée à un combustible, permet, grâce aussi à un apport initial d'énergie (flamme), d'initier une réaction de combustion. Cependant, le dioxygène (O_2), appelé communément l'oxygène, contenu dans l'air (20.98% de O_2 , 78.08% de N_2 , et des traces de gaz rares) que nous respirons est le comburant le plus utilisé. On peut aussi, citer d'autres comburants comme l'ozone (O_3), le peroxyde d'azote (N_2O_4 utilisé dans les fusées), le nitrate de potassium, l'oxyde métallique. [2]

I.2.2 Le carburant

Le combustible est une matière dont en brûlant dégage une quantité de chaleur, qui peut être utilisée comme source d'énergie dans des applications industrielles (production de l'électricité par exemple) ou domestique (chauffage, chauffe-eau). Il faut aussi noter que malgré leur diversité, ils ont tous un point commun, celui de contenir principalement de l'hydrocarbure (combinaison multiple de carbone et de l'hydrogène). [2]

I.2.3 Les radicaux

Une réaction chimique est une recombinaison de molécules. Elle passe par une étape intermédiaire au cours de laquelle les molécules sont « déstructurées » mais pas encore recombinées ; celles-ci sont appelées radicaux et sont très réactives. Dans le cas de la combustion, les radicaux sont créés par rupture de liaison chimique due à l'énergie thermique, et ils vont pouvoir agir sur les molécules du produit (libérant d'autres radicaux) et engendrant de fait une réaction en chaîne qui va perdurer tant que les deux conditions suivantes seront réunies : présence de combustible et de comburant.[1]

I.3. Différents types de combustion

I.3.1 La combustion rapide

La combustion rapide est une forme de combustion au cours de laquelle de grandes quantités de chaleur et d'énergie sous forme de lumière sont relâchées donnant naissance au feu. Elle est utilisée dans des machines telle que, les moteurs à combustion interne ou les armes thermo-barriques. [2]

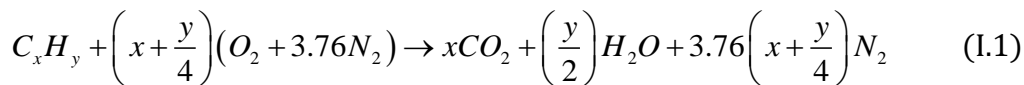
I.3.2 La combustion lente

La combustion lente est une réaction qui entraîne un faible dégagement de calories avec peu d'élévation de température et une absence de flammes. [2]

Exemple : La braise.

I.3.3 La combustion stœchiométrique

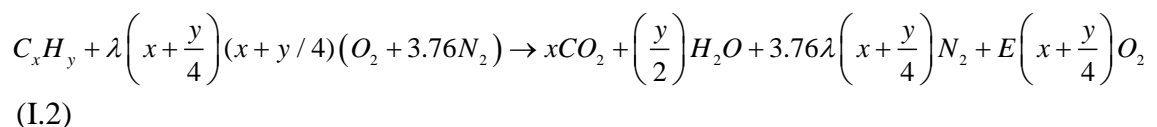
Une combustion stœchiométrique qui est la base des calculs théoriques en combustion, appelé aussi la combustion neutre, est une combustion dans laquelle, l'air est en quantité suffisante (ni en excès, ni en défaut). Cette quantité d'air, s'appelle l'air théorique (ou air stœchiométrique). [2] Elle se traduit par l'équation de réaction suivante :



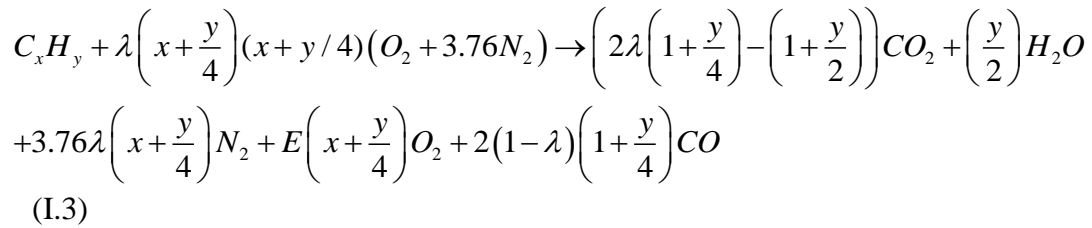
I.3.4 La combustion non stœchiométrique

Pouvant être défini de plusieurs manières, notamment grâce à son excès d'air(+e) ou son défaut d'air(-e), ou encore par sa richesse R ($R = 1$ avec $\lambda = 1 + e$ qui est le facteur d'air théorique).

- Si on a $\lambda > 1$, c'est à dire qu'on a un excès d'air, alors, dans ce cas, le volume d'air admis pour la combustion de l'unité de combustible est supérieur au volume d'air stœchiométrique. Ainsi, une partie de l'air comburant est utilisée pour l'oxydation du combustible, l'autre partie se retrouve dans la fumée [12]. Dans ce cas précis, on dit que le mélange est pauvre et se traduit par l'équation de la réaction suivante :



- Si on a $\lambda < 1$, c'est-à-dire qu'on a un défaut d'air, alors, dans ce cas, le volume d'air admis pour la combustion de l'unité de combustible est inférieur au volume d'air stœchiométrique ; l'oxygène y est néanmoins totalement utilisé donc pas de présence d'O₂ dans les fumées, mais, il y'a formation du monoxyde de carbone CO. Dans ce cas précis, on dit que le mélange est riche et se traduit par l'équation de réaction suivante :



Mais si ce défaut est important, il n'y aura même pas assez d'oxygène pour la formation du monoxyde de carbone. [12]

I.4. Classification des flammes

Il existe plusieurs classifications des flammes, mais dans notre travail on s'intéresse à trois classifications principales :

I.4.1. Classification selon les mélanges (air méthane)

Deux situations généralement rencontrées sont identifiées selon la procédure utilisée pour introduire les réactifs dans la zone de flamme. Elles sont schématisées sur la figure (I.7).

I.4.1.1. Les flammes prémélangées

Le carburant et l'oxydant sont prémélangés avant d'atteindre le front de flamme. Ce mode est souvent utilisé en mélange pauvre permettant ainsi d'augmenter le rendement et réduire la production des NOx. Ce type de flamme augmente le risque d'explosion qui provient du mode stockage du mélange réactif. [5]

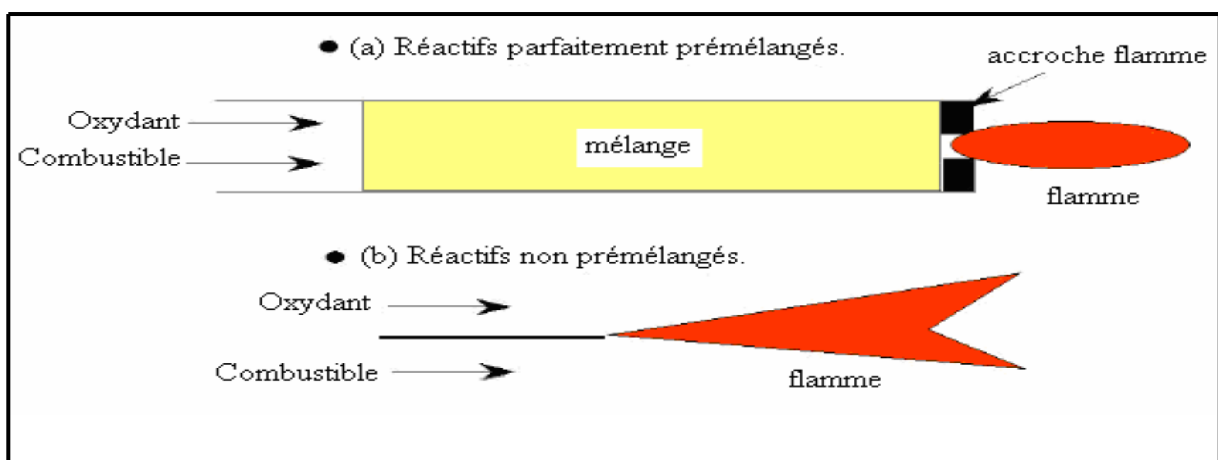


Figure (I.7) : Types de flamme : (a) prémélangé, (b) non prémélangé. [6]

I.4.1.2. Classifications selon les types d'écoulements

Le régime d'écoulement des gaz dans le milieu réactionnel permet également de classer les flammes en deux catégories, les flammes laminaires et les flammes turbulentes. La transition entre les deux types d'écoulement est observée pour une certaine valeur du nombre de Reynolds (Equation. (I.4)) :

$$Re = \frac{\rho \cdot v \cdot X}{\mu} \quad (I.4)$$

Avec :

- ρ : la masse volumique du mélange gazeux ($\text{g} \cdot \text{m}^{-3}$) ;
- v : la vitesse de l'écoulement des gaz ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$) ;
- x : la dimension critique du système (dans le cas d'un écoulement dans une conduite cylindrique ; x est le diamètre du tube (m)) ;
- μ : la viscosité dynamique ($\text{g} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$).

L'écoulement est dit laminaire lorsque le nombre de Reynolds est inférieur à 2000.

Dans ce type de flamme, la zone réactionnelle dépend du couplage entre les phénomènes de convection, de cinétique chimique et les processus de transfert moléculaire. L'écoulement est dit turbulent si le nombre de Reynolds est supérieur à 2000. L'augmentation de la vitesse d'écoulement, et donc du nombre de Reynolds, génère des forces de friction sur les parois qui provoquent la formation de « turbulences ». Par conséquent dans une flamme de ce type le milieu réactionnel ne peut plus être considéré comme homogène. [7]

Pour fixer les idées, la figure (I.8), résume ces quatre situations génériques et y associe quelques applications industrielles.

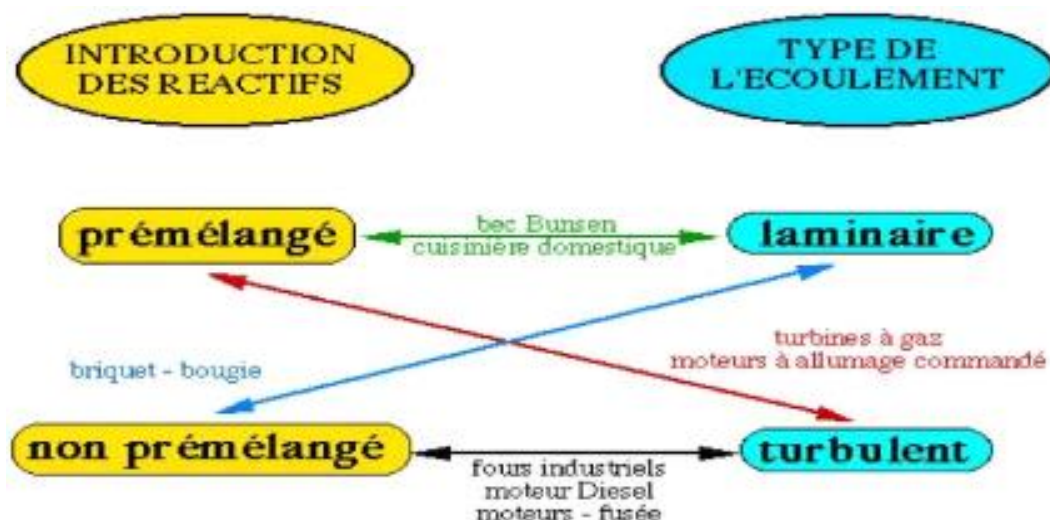


Figure (I.8) : différents systèmes pratiques de combustions classées selon le type d'introduction des réactifs (prémélange ou non) et la nature laminaire ou turbulente de l'écoulement. [3]

I.4.2. Classification selon BORGUI & M. CHAMPION

Lorsque les deux types précédents existent aux mêmes temps alors on peut citer :

I.4.2.1. Flamme laminaire prémélange

Lorsqu'on allume un mélange gazeux où le combustible et l'oxydant sont initialement mélangés à l'avance, un front de flamme, séparant les gaz frais (produit) des gaz brûlés (réactif) [8] par une épaisseur δ_L qui est peut-être divisée en deux zones distinctes (Figure (I.8)) :

- **Une zone de préchauffage d'épaisseur δ_p** , dans laquelle la diffusion de masse et de chaleur sont les deux processus dominants et où les réactions chimiques sont considérées comme négligeables ;
- **Une zone de réaction d'épaisseur δ_r** , zone d'épaisseur très mince dans laquelle se fait le dégagement de chaleur dû aux réactions chimiques. Dans cette zone, les phénomènes de conduction sont alors négligeables par rapport à ceux de diffusion.

Ainsi L'épaisseur de cette flamme laminaire est peut-être assimilée à la distance parcourue par la chaleur libérée par réaction pendant le temps τ_c que dure cette réaction. Ainsi, en faisant intervenir le coefficient de diffusion thermique α . L'épaisseur de la flamme s'exprime sous la forme : $\delta_L \sim (\alpha \tau_c)^{\frac{1}{2}}$ (I.5)

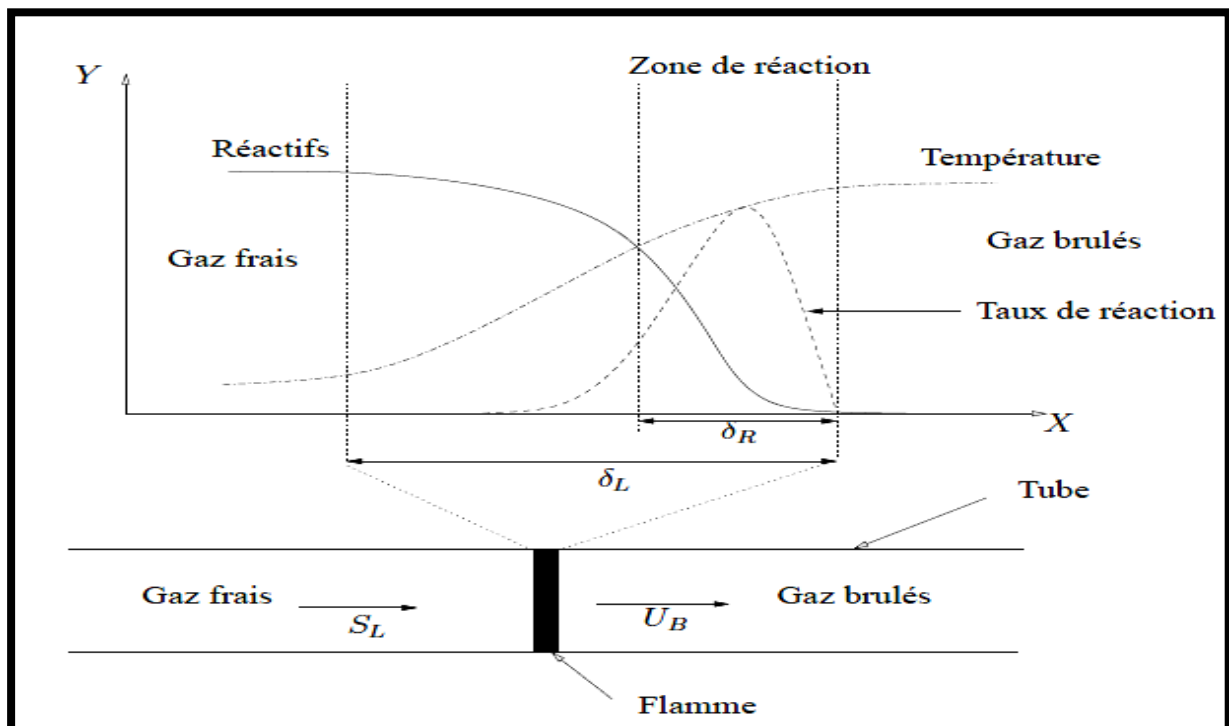


Figure (I.9) : Structure du front flamme laminaire prémélangée. [8]

Ces deux zones se déplacent dans le milieu à une vitesse de propagation perpendiculaire au front de flamme que l'on appelle vitesse de flamme laminaire u_L est une caractéristique intrinsèque du mélange combustible-comburant et de ses conditions de pression et de température. Cette vitesse dépend de différents paramètres (nature des réactifs, richesse des mélanges et température des gaz frais) est de l'ordre de 0.1 à 1 m/s.

Le raisonnement précédent nous montre que le front de flamme progresse de δ_L pendant le temps τ_c , u_L peut être définie par la relation : [9]

$$u_L \sim \frac{\delta_L}{\tau_c} \sim \left(\frac{\alpha}{\tau_c}\right)^{1/2} \quad (\text{I.6})$$

I.4.2.2. Flamme laminaire non prémélangée

La combustion peut s'effectuer sous la forme d'une flamme de diffusion laminaire lorsqu'elle se produit entre un milieu oxydant et un milieu combustible qui est ne sont pas prémélangées. [9]

Sa caractéristique principale dite de diffusion consiste à présenter une zone de réaction séparant les réactifs, combustible et oxydant. [10]

Dans ce type de flammes, les réactions chimiques sont très rapides comparées aux phénomènes de convection et la combustion est contrôlée par la diffusion des espèces et de la chaleur. [10]

Les profils des fractions massiques et de température sont présentés sur la figure (I.10) :

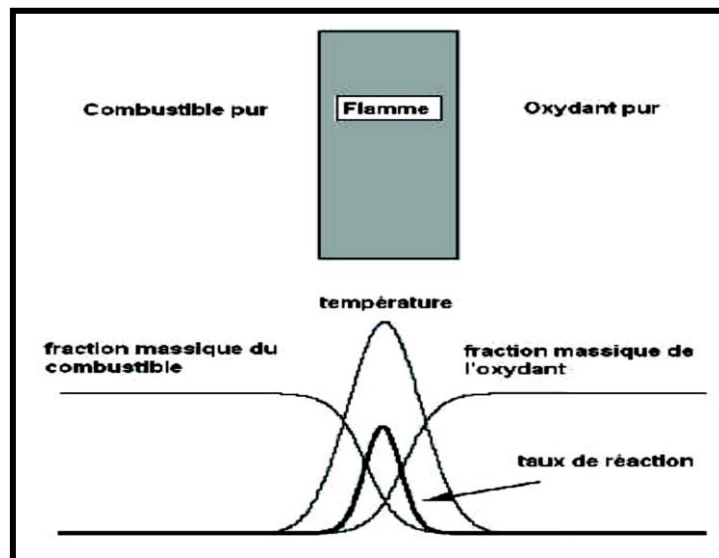


Figure (I .10) : Structure d'une flamme laminaire non prémélangée. [3]

Comme les flammes de prémélangée, les flammes de diffusion se développent grâce au concours des phénomènes de réaction ainsi que des phénomènes de diffusion de chaleur et de masse qui se produisent de part et d'autre de la zone réactive. Les phénomènes de convection jouent cependant un rôle plus important en amenant les réactifs et en emportant les produits de façon plus efficace que la seule diffusion. Pour que la flamme reste laminaire, il faut que les vitesses d'écoulement ne soient pas trop grandes. [9]

Le taux de réaction de ce type de flamme est principalement contrôlé par la diffusion moléculaire qui gouverne l'apport des réactifs vers les flammes.

I.4.2.3. Flammes turbulentes de prémélange

Pour que notre discussion de la structure des flammes turbulentes de prémélange soit claire, nous commencerons par définir les différents paramètres utilisés à cet effet. L'énergie cinétique de la turbulence k et l'échelle intégrale spatiale de la Turbulence l_t , qui caractérisent la turbulence dans les gaz frais, nous donnent un nombre de Reynolds turbulent :

$$Re_{l_t} = \left(k^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{l_t}{\nu} \right) \quad (I.7)$$

où ν est la viscosité cinématique

L'échelle intégrale temporelle τ_t , correspond au temps caractéristique des gros tourbillons est estimé par :

$$\tau_t = \frac{l_t}{k^{\frac{1}{2}}} \quad (I.8)$$

L'échelle spatiale de Kolmogorov, représentative de la dimension caractéristique des plus petites structures turbulentes, est estimée par :

$$\eta_k = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (I.9)$$

L'échelle Temporelle correspondante par :

$$\tau_k = \left(\frac{\nu}{\varepsilon} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (I.10),$$

avec ε représente le taux de dissipation de la turbulence (TENNKES et LUMIEY, 1983) :

$$\varepsilon = \left(\frac{k^{\frac{3}{2}}}{l_t} \right) \quad (I.11)$$

L'épaisseur et la vitesse de propagation de la flamme dans un écoulement laminaire sont respectivement : δ_L (l'épaisseur de ZELDOVICH) et u_L , elles sont liées par

$$u_L = \left(\frac{Hd}{\delta_L} \right) \quad (I.12) \quad , \text{ où } d \text{ est la}$$

diffusivité thermique et H est une constante.

Ces paramètres sont utilisés pour déterminer le temps chimique global $\tau_c = \frac{\delta_L}{u_L}$ (I.13)

et la valeur du critère de KLIMOV-WILLIAMS qui peut être évaluée comme étant égal à $\frac{\tau_c}{\tau_t}$ (I.14) ainsi que le nombre de DAMKÖLILER $Da = \tau_t/\tau_c$ (I.15)

On peut distinguer plusieurs types de flammes turbulentes de prémélange suivant la valeur de deux nombres caractéristiques de la turbulence qui y règne : $k^{1/2}/S_L$ et l_t/δ_L k et l_t sont respectivement l'énergie cinétique et l'échelle intégrale de longueur de la turbulence qui règne dans le milieu, S_L et δ_L la vitesse fondamentale de propagation et l'épaisseur d'une flamme laminaire plane qui propagerait dans un mélange considéré. Il s'agit ici de l'épaisseur thermique c'est à dire de l'épaisseur totale, incluant la zone de préchauffage et celle de réaction proprement dite. On utilisera les temps caractéristiques $\tau_t = l_t/k^{1/2}$, $\tau_k = (\frac{\nu}{\epsilon})^{1/2}$ et $\tau_c = \delta_L/S_L$. [9]

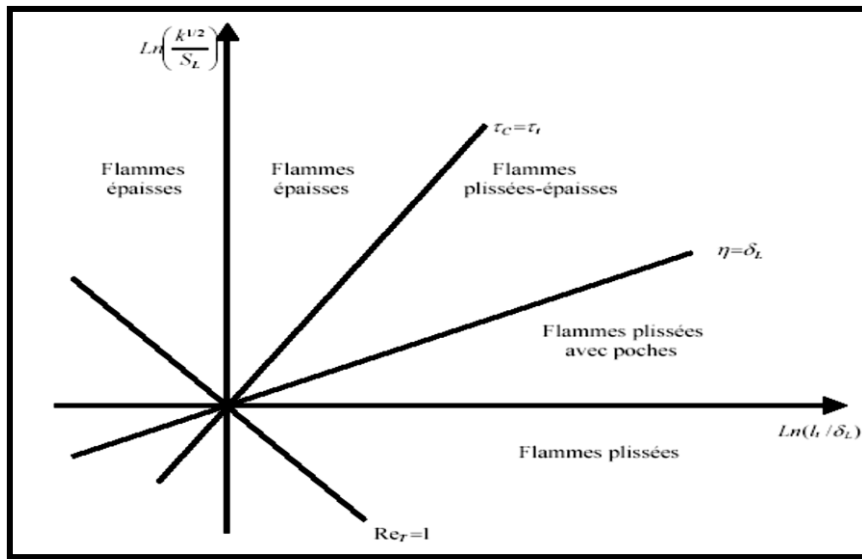


Figure (I.11) : Les différents types des flammes turbulente de prémélangée. [9]

A- Les flammes plissées

Une flamme turbulente de types plissés est constituée d'une ou plusieurs « flammelettes » du type laminaire qui sont plissées par la turbulence, dont les échelles de longueur sont toutes plus grandes que δ_L . Ce type de flammes est donc, en principe, restreint au domaine où $\eta > \delta_L$.

B - Les flammes de types « plissé-épaissi »

Lorsque l'on augmente l'énergie de la turbulence k à l_t constante de sorte que $\eta < \delta_L$, des interactions entre des portions de flammelettes très proches se produisent de plus en plus fréquemment, car le rayon de courbure de flammelettes peut être alors, à certains endroits, de l'ordre de δ_L . On obtient des zones d'interaction entre les flammelettes, accroissant localement d'épaisseur de ces dernières au-dessus de δ_L . A d'autres endroits cette épaisseur est au contraire réduite par l'étirement que la turbulence impose à la flammelettes.

C - Les flammes « épaissies »

Lorsqu'on augmente encore k (à l_t fixé), il arrive un moment où les perturbations turbulentes ont provoqué de nombreuses interactions de flammelettes à toutes les échelles y compris les plus grandes, de telle façon que les flammelettes moyennes précédemment définies incluent toutes les fluctuations et ne sont plus plissées, cela arrive lorsque $\tau_t = \tau_c$. Au-dessus de cette limite, la flamme est alors seulement épaissie par la turbulence. [9]

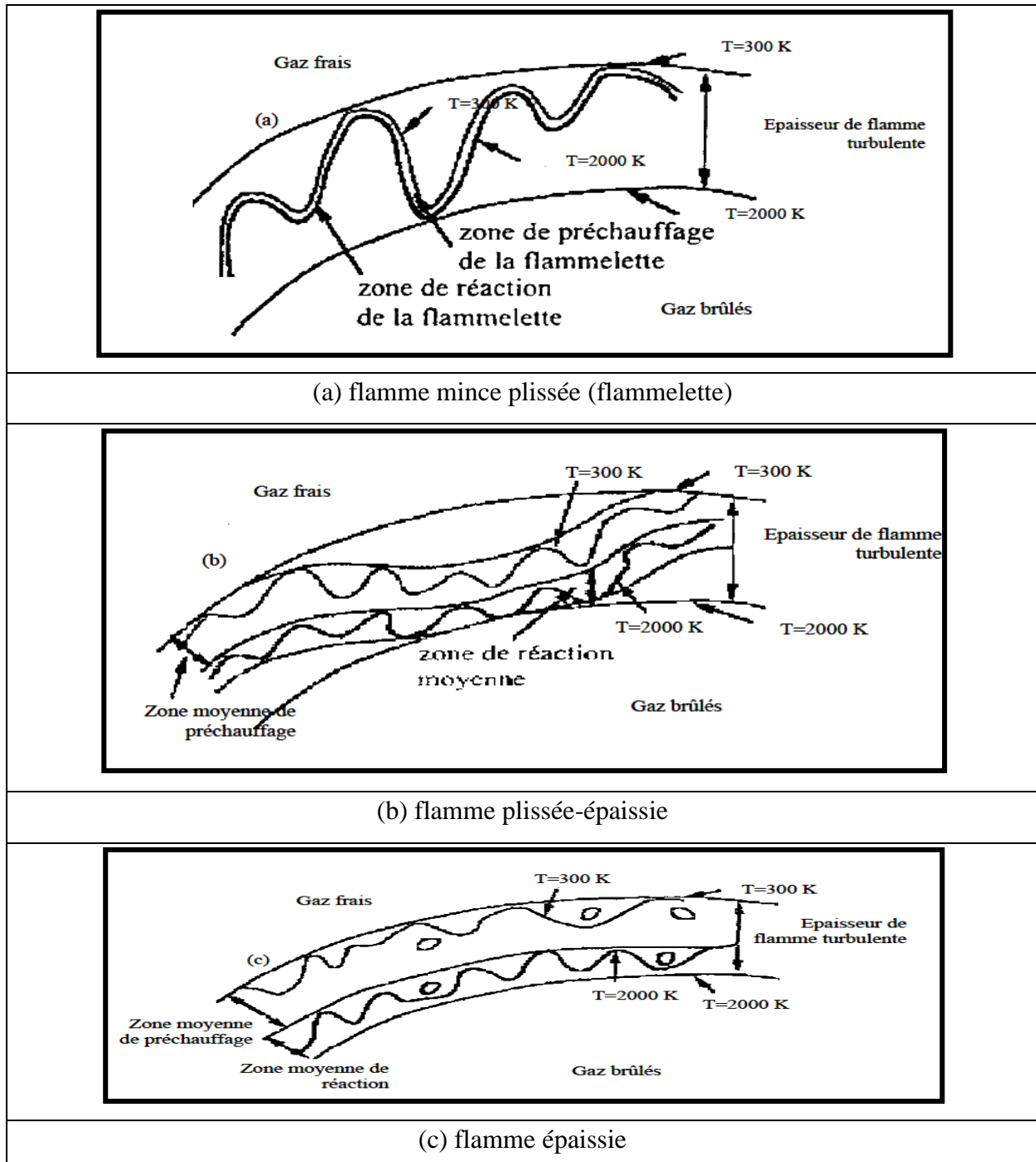


Figure (I.12) : Régimes de combustion turbulente prémélangée identifiés par BORGHI et DESTRIAU (1995). [11]

I.4.2.4. Flammes turbulentes non- prémélangée

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que deux nombres sans dimensions (un rapport de vitesse et un rapport de longueur) sont suffisants pour caractériser un régime de combustion turbulente pour les flammes prémélangées. Le problème est plus délicat pour les flammes non-prémélangées, essentiellement parce qu'il est difficile de définir une échelle de longueur pour ces flammes.

On peut résumer les classifications pour la combustion turbulente non-prémélangée disponibles dans la littérature en deux groupes : celles qui utilisent les paramètres (REYNOLDS, DARRKOHLE), (LIBBY et WILLIAMS 1994) et celles travaillant avec le couple (Fluctuations, fraction de mélange, DAMKÖHLER), (BRAY et PETERS, 1994). Nous proposons ici une classification (REYNOLDS, DAMKÖHLER).

Lorsque la turbulence n'est pas trop forte, la structure de la flamme de diffusion est celle d'une flamme plissée, elle est alors constituée d'une longue flammelette continuellement plissée, étirée et comprimée alternativement par les mouvements turbulents figure (I.12.a).

La flamme de diffusion turbulente est alors constituée d'une longue flammelette continuellement plissée étirée et comprimée alternativement par les mouvements turbulents. L'épaisseur d'une flamme de diffusion n'est pas une caractéristique intrinsèque comme celle d'une flamme de prémélange laminaire puisqu'elle dépend de la distance au point d'accrochage. De plus, dans la flamme turbulente, la flammelette n'est pas une simple flamme de diffusion laminaire : elle peut être étirée ou comprimée par les mouvements turbulents.

Lorsque la turbulence devient assez forte, deux phénomènes peuvent se produire :

D'une part la turbulence peut étirer la flammelette de telle façon que celle-ci s'éteigne localement, à l'endroit où elle est suffisamment étirée. D'où on rencontre plusieurs flammelette séparée par la zone de d'extinction et celle-ci apparaît lorsque $\tau_c/\tau_k > 1$ (figure I.15.b).

D'autre part, une turbulence forte va provoquer aussi des interactions entre deux portions de flammelette. Les grandes échelles spatiales de la turbulence feront interagir deux portions assez éloignées et cela formera des boucles de flammelette, ce qu'on voit par exemple sur la figure (II.15.b), visualisation de la même flamme.

Les petites échelles spatiales proches de l'épaisseur de la flammelette entraîneront un épaissement local de celle-ci. La zone de réaction referme sur elle-même figure (I.15.c) les petites échelles de taille η sont semblables à l'épaisseur de la flammelette de diffusion.

La flammelette n'est pas une surface unique ; mais les interactions à petite échelle la modifient d'une façon plus profonde, puisque la structure même de la flammelette en est changée.

Lorsque ces interactions deviennent trop nombreuses, on ne peut plus considérer la flamme comme composée d'une ou de plusieurs flammelettes plissées ; ces dernières sont modifiées par la turbulence et l'estimation proposée est telle que l'épaisseur de la zone de réaction est inférieure à l'échelle de KOLMOGOROV. [11]

A-Classification des flammes de diffusion turbulentes

On pourrait utiliser encore une fois un diagramme qui permet d'utiliser les deux nombres caractéristiques $k^{1/2}/S_L$ et l_t/e_L pour résumer les discussions précédentes. Mais dans le cas des flammes de diffusion S_L et e_L n'ont cependant aucune signification physique, il suffit d'utiliser des nombres sans dimensions plus classiques : par exemple le nombre de DAMKOLER $Da = \frac{\tau_t}{\tau_c} = \frac{l_t}{\frac{1}{k^2}\tau_c}$ et le nombre de REYNOLDS de la turbulence.

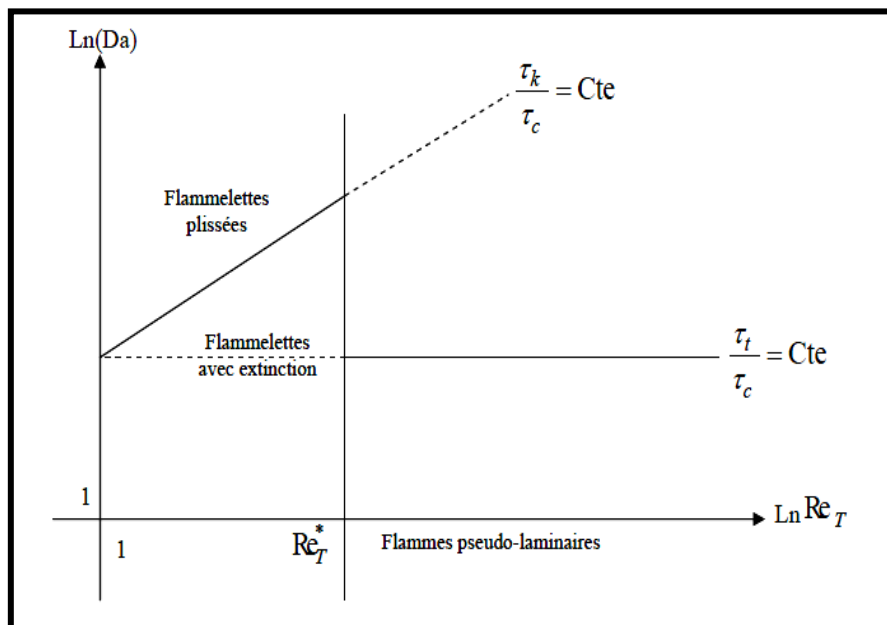


Figure (I.13) : une classification des différents types de flammes de diffusion turbulentes, dans le plan : nombre de DAMKÖLHER - nombre de REYNOLDS. [9]

Le diagramme de la figure (I.13) montre les différents domaines de flammes de diffusion :

- $Re_t = 1$: on ne s'intéresse qu'au domaine vraiment turbulent ou $Re_t > 1$.

On a tracé aussi $Re_t^* = (\overline{Z'^2})^2 / (\Delta Z)_r^4$, qui limite le domaine des flammelettes ainsi que la ligne $\tau_c / \tau_k = Cte$, qui est relative à l'extinction locale des flammelettes.

- $Re_t > 1$: est le domaine des flammelettes à extinction locales,

- $Re_t > Re_t^*$: est le domaine où il n'est plus possible de distinguer des flammelettes au sens propre du terme, c'est-à-dire qui ne soient pas modifiées intérieurement par la turbulence. Si $\tau_k < \tau_c$ avec extinction et $\tau_k > \tau_c$ sans extinctions.

- $\tau_c \gg \tau_t$ si l'on considère maintenant le domaine où la petitesse de τ_t implique que les fluctuations turbulentes de concentration et température, dans la flamme, sont très petites. Elles ont eu le temps de se dissiper avant qu'aucun phénomène chimique notable ne se produise (bien sûr, cela n'implique pas que les fluctuations de vitesse soient faibles, puisqu'elles sont constamment renouvelées, par hypothèse). Si de plus Re_t est élevé, la diffusion est assurée de façon très efficace puisque le coefficient effectif de diffusion turbulente est justement, par définition, proportionnel à $Re_t v$. On est alors en présence d'une flamme turbulente qu'on pourrait appeler pseudo-laminaire. Les fluctuations turbulentes sont très fortes mais à très petite échelle ($l_t = k^{1/2} \tau_t$ peut être petit même si $k \tau_t$ est grand), et elles produisent une flamme de diffusion qui ne fluctue presque pas, avec de larges zones de diffusion-convection qui entourent une zone de réaction, comme dans la situation d'une flamme laminaire usuelle. [9]

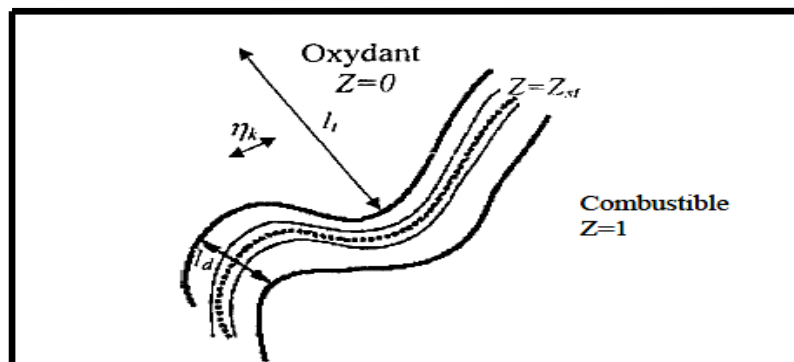


Figure (I.14) : Echelle pour une flamme turbulente non- prémélangée. [12]

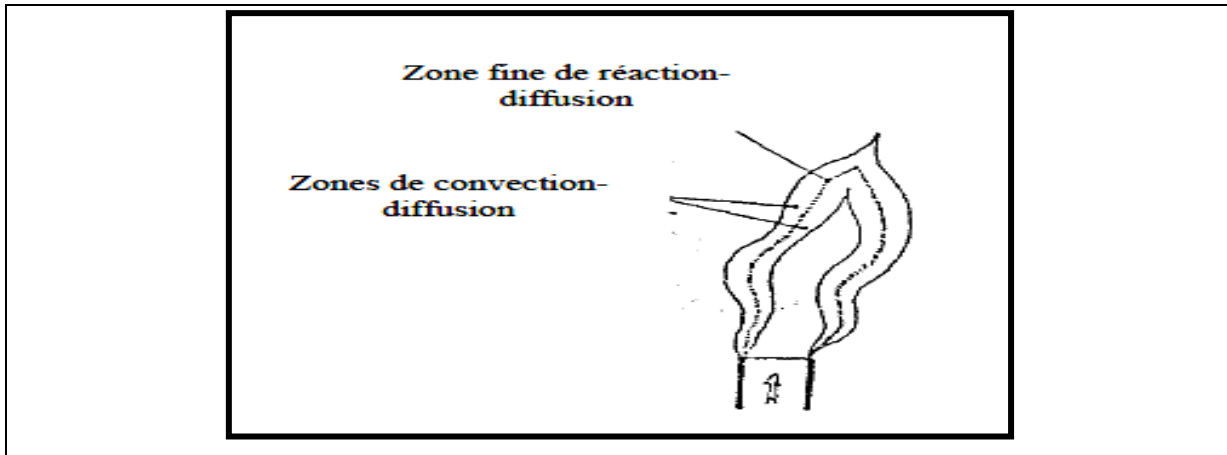


Figure (I.15. a) : Flamme de diffusion faiblement turbulente.

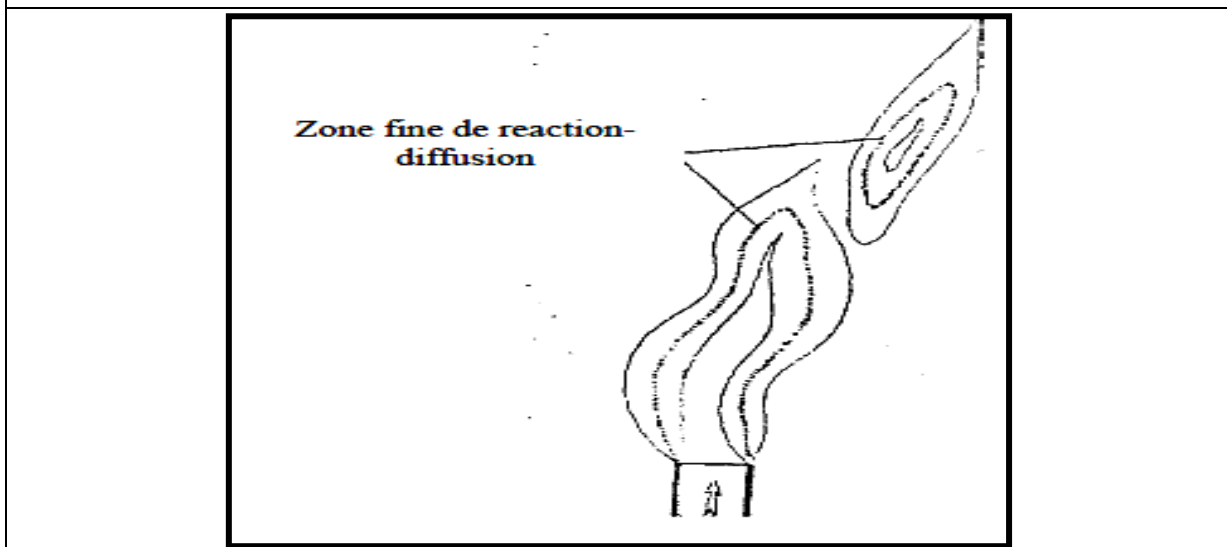


Figure (I.15.b) : interaction à grande échelle de « flammelettes »

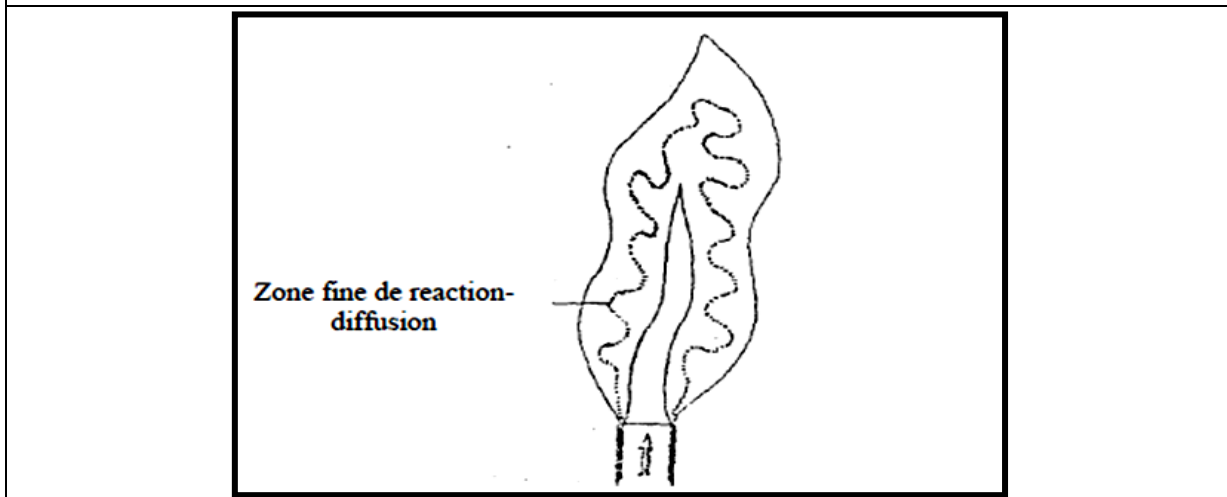


Figure (I.15.c) : interaction à petite échelle de « flammelettes ».

I.5. Modèles de combustion turbulente

Il s'agit maintenant de trouver des modèles pour exprimer les taux de réaction moyens en fonction des variables connues, c'est-à-dire des valeurs moyennes elles-mêmes, et probablement aussi en fonction des caractéristiques de la turbulence, puisque celle-ci doit jouer un rôle. Pour la modélisation des écoulements réactifs, "FLUENT" [10] propose quatre modèles :

- Le modèle du taux de réaction généralisé (generalized finite-rate model) ;
- Le modèle PDF (conserved scalar PDF model) ;
- Le modèle des flammelettes (Laminar flamelet model) ;
- Le modèle de combustion prémélangée. (ZIMONT model).

Le modèle du taux de réaction généralisé est basé sur la solution de l'équation de transport des fractions massiques des espèces. Les termes sources qui apparaissent dans les équations de transport des espèces sont calculés d'après l'expression du taux d'Arrhenius pour les combustions non prémélangés, prémélangée et partiellement prémélangée. Les mécanismes des réactions chimiques seront prédéfinis par l'utilisateur. Ce modèle étant appliqué uniquement lorsque $Da > 1$.

A noter que le modèle de combustion turbulente pour une chimie non infiniment rapide, sur lequel nous ne reviendrons pas, le lecteur intéressé pourra consulter les références BORGHI et DESTERIAU [11], BORGHI et CHAMPION [9] et MAGNUSSEN et HJERTAGER [13].

Le modèle de combustion prémélangée a été développé spécifiquement pour les systèmes de combustion qui sont du type purement prémélangée. On citera le modèle dit « Eddy Break » LAUNDER et SPALDING [14]. Ce modèle est dû aux travaux de SPALDING [15]. Ils supposent que les réactions chimiques sont infiniment rapides dès que très peu de gaz brûlé vient au contact des gaz frais et que le milieu est adiabatique. Dans ces conditions, on peut définir un "degré d'avancement de la réaction", qui ne peut prendre que les valeurs 0 (dans les gaz frais) et 1 (dans les gaz parfaitement brûlés, donc à l'équilibre chimique).

Pour la combustion non prémélangée, on cite le modèle de MAGNUSSEN et HJERTAGER (1976) [13], pour lequel le taux de réaction est contrôlé par le temps turbulent τ_t et par les concentrations des espèces limitantes (réactifs : carburant, oxydant et gaz brûlés, nécessaires pour enflammer le mélange des gaz frais), pour plus de détails voire chapitre suivant.

I.6 Environnement : contribution à l'effet de serre

Le méthane est un gaz à effet de serre qui contribue au réchauffement climatique, pris en compte en tant que tel par la directive 2003/87/CE. Il absorbe une partie du rayonnement infrarouge émis par la Terre, et l'empêche ainsi de s'échapper vers l'espace.

De plus il contribue aussi indirectement à l'effet de serre en diminuant la capacité de l'atmosphère à oxyder d'autres gaz à effet de serre (comme les fréons). Son utilisation comme combustible émet du CO₂ à hauteur de 380 Mt/an (les émissions industrielles avoisinent 6 000 Mt/an).

L'influence du méthane sur le climat est moins importante que celle du dioxyde de carbone mais est quand même préoccupante. L'un des principaux enseignements du 5^e rapport du GIEC en 2013 est que l'influence du méthane a longtemps été sous-estimée, son potentiel de réchauffement global (PRG) à cent ans passant de 21 dans le cadre du protocole de Kyoto, à 28 et même 34 en prenant en compte les rétroactions climatiques dans le dernier rapport du GIEC.

Il persiste moins de dix ans dans l'atmosphère où il est détruit par des radicaux hydroxyle OH, mais c'est un gaz à effet de serre bien plus puissant que le CO₂, responsable, au niveau actuel de sa concentration, de quelques pour cent de l'effet de serre total à l'œuvre dans notre atmosphère. Ainsi, à titre comparatif, sur un horizon de 100 ans, relâcher une certaine quantité de méthane dans l'atmosphère a un effet sur le réchauffement climatique environ neuf fois plus important que de brûler cette même quantité de méthane en dioxyde de carbone (CO₂).

Le méthane est le deuxième gaz responsable du dérèglement climatique (forçage radiatif de 0,97 W/m² en 2011) derrière le CO₂ (1,68 W/m²) mais loin devant les fréons (0,18 W/m²) et le protoxyde d'azote (0,17 W/m²). Une molécule de méthane absorbe en moyenne 28 fois plus de rayonnement qu'une molécule de dioxyde de carbone sur une période de 100 ans, son potentiel de réchauffement global (PRG) est donc de 28 ; à échéance de 20 ans, son PRG est même de 67. [21]

I.6.1 Variations récentes de teneur de l'air

Le taux de méthane dans l'atmosphère terrestre atteignait 1 748 ppb en 1998. Après une période de stabilisation (à environ 1 774 ppb, de 1999 à 2006) la croissance de sa concentration a repris en 2007 avec un nouveau record en 2016 (1 853 ppb, soit +257 % par rapport au niveau préindustriel) 84 puis en 2018 (1 860 ppb). Des analyses isotopiques suggèrent que cet accroissement récent du méthane atmosphérique serait principalement d'origine non-fossile.

Le taux est en 2018 entre 1 850 et 1 900 ppb, soit 0,000 19 % ou 1,9 ppm. Il s'est maintenu 86,87 entre 1 780 et 1 810 ppb de 2000 à 2010 avec une grande variation suivant la latitude. Dans le passé, le taux de méthane dans l'atmosphère a varié souvent parallèlement à la température. Ce taux a augmenté d'environ 150 % depuis 1750 et atteint aujourd'hui un taux inégalé dans l'histoire, principalement en raison des activités humaines. Une augmentation des teneurs a été constatée en 2008-2009. Les modélisations informatiques du taux du CH₄ dans l'air ont permis de remonter à la source des émissions pour les vingt dernières années de mesures atmosphériques. Selon ces travaux, la réduction des émissions et/ou une utilisation plus efficace du gaz naturel dans l'hémisphère Nord (amélioration de l'étanchéité des tuyaux de gaz, récupération du grisou ou du gaz de décharge pour produire de l'électricité, etc.) ont permis une baisse des émissions dans les années 1990, mais une nette augmentation des émissions provenant de combustibles fossiles dans le nord de l'Asie a ensuite de nouveau été constatée (2006...). Le recul des zones humides, par drainage entre autres, et, dans une moindre mesure, les feux de brousse, expliquent aussi les variations mesurées du CH₄ atmosphérique sur vingt ans. [21]

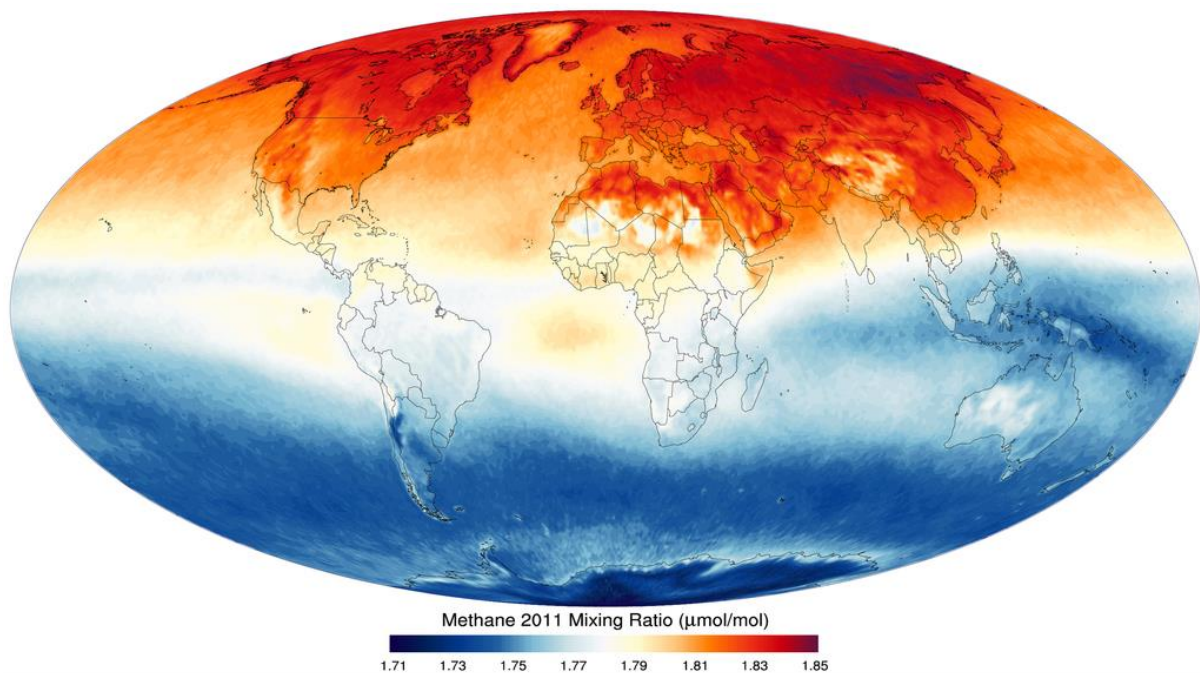


Figure (I.16) : Taux de méthane à la limite supérieure de la troposphère. [21]

Chapitre II :
Géométrie – modèles
mathématiques

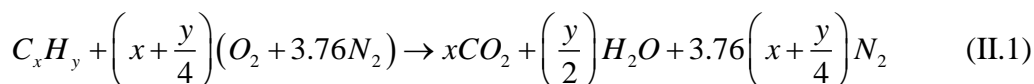
Chapitre II : Géométrie –modèles mathématiques

Dans ce chapitre, nous rappelons les équations modélisant le problème traité dans ce mémoire. Ces équations mettent en évidence le comportement des fluides en combustion (turbulente). Elles sont fondées selon les lois physiques. La modélisation mathématique générale des écoulements des fluides avec transport d'une concentration d'une espèce et avec transfert thermique est faite par des équations telles que les équations de conservation (la masse, la quantité de mouvement, les espèces chimiques et l'énergie).

II.1. Géométrie du problème

La géométrie de la configuration considérée (figure (II-1)) est une chambre de combustion de diamètre extérieur égal à 0.5 m et de longueur $L=2$ m. Le tube central apporte le combustible qui pour des raisons de simplification est supposé unique (gaz méthane CH_4), avec une vitesse de 80, 100 et 120 m/s (trois cas différents), ce qui assure un régime turbulent, avec un nombre de REYNOLDS $Re=28500$ (le diamètre d'entrée de méthane est $d_1=0.01m$). L'écoulement périphérique est un écoulement d'air en amont débouchant à 0.5, 1 et 2 m/s (le diamètre d'entrée de l'air est $d_2=0.49$ m). Cet écoulement est pleinement turbulent et son intensité initiale est égale à 10 %. Le domaine d'étude est basé dans sa globalité sur la zone de développement du jet (zone de flamme). Dans ce travail, la supposition d'une réaction globale à une seule étape a été adoptée.

Equation générale de combustion :



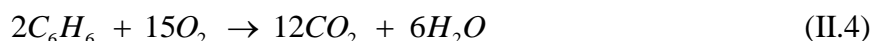
Combustion du méthane dans le dioxygène :



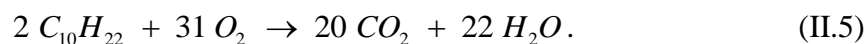
Combustion de l'éthane dans le dioxygène :



Combustion du Benzène dans le dioxygène :



Combustion du Kérosène dans le dioxygène :



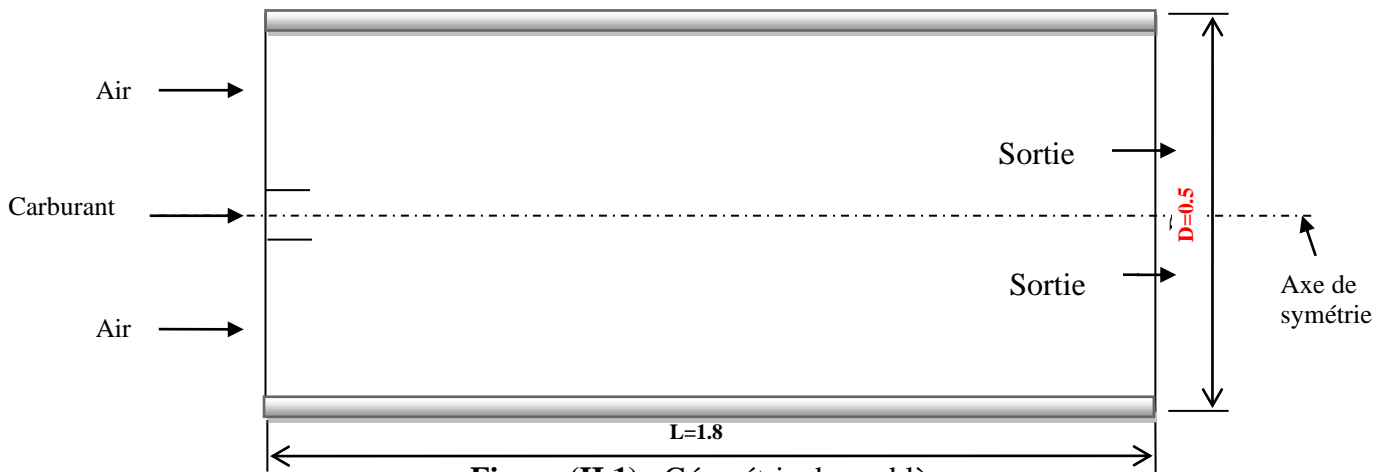


Figure (II.1) : Géométrie du problème

II.2. Equations de l'Aero-thermochimie

Les éléments de la thermodynamique et de la cinétique chimique, nous permettent de modéliser l'aspect énergétique (énergie d'origine chimique) d'un milieu réactif en posant l'équation de conservation des espèces et l'équation de conservation de l'énergie. Ils interviennent aussi les équations permettant de résoudre l'aspect dynamique de l'écoulement via la masse volumique du mélange et l'influence des forces extérieures qui varient en fonction des espèces chimiques composant le mélange. Tout problème de modélisation en combustion se base sur les équations de l'Aero-thermochimie présentées ci-dessous sous leur forme générale. [16]

II.2.1. Equation de continuité

En tenant compte du fait que la masse est conservée au cours des réactions chimiques, donc, L'équation qui exprime la conservation de masse est donnée comme suit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0 \quad (\text{II. 6})$$

Où ρ est la masse volumique du fluide et u_i est la composante de vitesse suivant la direction i .

L'équation de conservation de masse pour l'espèce k s'écrit :

$$\frac{\partial \rho Y_k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho (u_i + V_{k,i}) Y_k) = \dot{\omega}_k \quad (\text{II. 7})$$

Avec $V_{k,i}$ la composante i de la vitesse de diffusion V_k de l'espèce k et $\dot{\omega}_k$ est le taux de production de l'espèce k . [18]

II.2.2. Equations de conservation de quantité de mouvement

L'équation de conservation de la quantité de mouvement s'écrit sous la forme :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i u_j)}_{\text{transport convectif}} = \underbrace{-\frac{\partial p}{\partial x_i}}_{\text{force dues au pression}} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i} + \rho F_i \quad (\text{II. 8})$$

Là où :

τ_{ij} : désigne le tenseur des forces visqueuses.

F_i la force de volume agissant à distance sur le fluide.

Avec

$$\tau_{ij} = \underbrace{\left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) \right]}_{\text{force de viscosité}} \quad (\text{II. 9})$$

Si l'écoulement est turbulent l'équation (II.8) devient :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i u_j)}_{\text{transport convectif}} = \underbrace{-\frac{\partial p}{\partial x_i}}_{\text{force dues au pression}} + \underbrace{\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i}}_{\text{force de viscosité}} + \rho F_i + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i}(-\rho \overline{u'_i u'_j})}_{\text{force générés par la turbulence}} \quad (\text{II. 10})$$

Où les $-\rho \overline{u'_i u'_j}$ sont les composantes du tenseur des contraintes de REYNOLDS. Pour les relier à l'écoulement moyen, on a recours au concept de BOUSSINESQ [10] qui permet de les exprimer en fonction des gradients des vitesses moyennes :

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) \delta_{ij} \quad (\text{II. 11})$$

II.2.3. Equations de conservation de l'énergie

L'équation de conservation de l'énergie pour un écoulement réactif peut s'écrire avec la formulation de l'enthalpie comme suit :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h_t) + \frac{\partial}{\partial X_i}(\rho h_t u_j) = \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\partial J_j^h}{\partial X_j} + \frac{\partial (u_i \tau_{ij})}{\partial X_j} \quad (\text{II. 12})$$

Avec :

$$J_j^h = -\frac{\mu_l}{P_r} \left[\frac{\partial h}{\partial X_j} + \sum_{k=1}^N \left(\frac{P_r}{S_{ck}} - 1 \right) h_k \frac{\partial Y_k}{\partial X_j} \right] \quad (\text{II. 13})$$

La combustion fait apparaître et disparaître des espèces chimiques. Dans notre étude, c'est la combustion de méthane –air qui fait diminuer la fraction massique du CH₄, O₂ et fait apparaître les produits de combustion (CO₂, 2H₂O).

La combustion fait aussi intervenir plusieurs espèces qui réagissent à travers plusieurs réactions élémentaires (mécanismes réactionnel). Ces espèces sont caractérisées par leurs fractions massiques Y_k pour $k=1$ à N , ou N est le nombre d'espèce dans le mélange réactif.

Les fractions massiques Y_k sont définie par :

$$Y_k = \frac{m_k}{m} \quad (\text{II. 14})$$

Ou m_k est la masse de l'espèce k présente dans un volume donné V et m la masse totale du gaz dans le volume V .

La pression totale d'un mélange gazeux est définie par la somme des pressions partielles :

$$P = \sum_{k=1}^N P_k \quad (\text{II. 15})$$

Et

$$P_k = \rho_k \frac{R}{W_k} T \quad (\text{II. 16})$$

La constante universelle des gaz parfait est $R=8.3143 \text{ J / (mol*k)}$.

La densité ρ , qui a été prise en considération dans les équations de conservations précédentes (Eq. II.6, II.7, II.8, II.10, II.11, II.12, II.18) est une somme des ρ_k de chaque espèce chimique analysée, donc la densité pour un mélange multi espèces est donnée par :

$$\rho = \sum_{k=1}^N \rho_k \quad (\text{II. 17})$$

L'équation d'état des gaz parfait peut s'écrire sous la forme suivante :

$$P = \rho \frac{R}{W} T \quad (\text{II. 18})$$

Cette équation ferme le système adéquation de Navier-stockes. Ou T est la température, R la constante des gaz parfait, $\rho_k = \rho Y_k$ (II. 19) et W_k sont respectivement la densité et la masse moléculaire de l'espèce k [18].

Pour le mélange réactif étudié, la masse moléculaire moyenne du mélange W donne par :

$$\frac{1}{W} = \sum_{k=1}^N \frac{Y_k}{W_k} \quad (\text{II. 20})$$

La chaleur spécifique à pression constante C_p est donné par :

$$C_p = \sum_{k=1}^N C_{pk} Y_k \quad (\text{II. 21})$$

Ou C_{pk} est la chaleur spécifique de l'espèce k à pression constante, elle est donnée par :

$$C_{pk} = 2.5 \frac{R}{W_k} \quad (\text{II. 22})$$

La chaleur spécifique à volume constant du mélange C_v est donnée par :

$$C_v = C_p - r \quad (\text{II. 23})$$

R la constante des gaz défini par :

$$r = \frac{R}{W} = R \sum_{k=1}^N \frac{Y_k}{W_k} \quad (\text{II. 24})$$

II.2.4. Equations de conservation des espèces chimiques

La détermination de la fraction massique pour chaque espèce, Y_i , se fait par la solution de l'équation de transport de la $i^{\text{ème}}$ espèce, qui a la forme suivante [18] :

$$\frac{\partial(\rho Y_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial X_i}(\rho v Y_i) = - \frac{\partial^2}{\partial X_i^2} \left[\left(\rho D_{i,m} + \frac{\mu_t}{Sc_t} \right) Y_i \right] + R_i \quad (\text{II. 25})$$

Y_i : est la fraction massique de l'espèce i ;

Sc_t : est le nombre de Schmidt turbulent $\frac{\mu_t}{\rho D_t}$ (II. 26) ;

R_i : est le taux net de production par réaction chimique.

II.3. Modélisation de la turbulence

Les équations précédentes appliquées à des phénomènes turbulents ne peuvent pas être résolues directement. Cela nous a poussés à utiliser la modélisation numérique. Le développement des moyens de calcul numérique permettant d'étudier la plupart des phénomènes physiques en particulier les cas turbulents en se basant sur la modélisation. [5]

Il y'a quatre modèles de turbulence dans le Code fluent :

- SPALART-ALLMARAS (1 équation) ;
- K-epsilon (2 équations) ;
- K-Omega (2 équations) ;
- REYNOLDS Stress (5 équations).

Pour notre simulation en régime turbulent, on a utilisé le modèle K-epsilon standard à deux équations de transport qui est le plus largement utilisé et qui donne, en général, de bons résultats dans les configurations simples.

II.3.1. Le modèle k-ε standard

Pour le traitement de la turbulence, on a utilisé le modèle k-ε standard incluse dans le package de fluent. Ce modèle est à deux équations et il permet de déterminer à la fois, la longueur de turbulence et l'échelle de temps en faisant la résolution de deux équations de transport distinctes. Il a été proposé par LAUNDER B.E and SPALDING D.B(1972) [18], sa robustesse et son économie en moyen de calcul le rendent largement répondu dans les applications industrielles qui traitent les écoulements complexes.

Sa précision raisonnable lui permet le traitement de large gamme d'écoulements turbulents.

Il s'agit d'un mode semi-empirique, et la dérivation des équations du modèle repose sur des considérations phénoménologiques et empiriques. Ce modèle est basé sur les équations de transport de l'énergie cinétique de la turbulence k et son taux de dissipation ε.

L'équation de transport du modèle pour k est dérivée de l'équation exacte, tandis que l'équation de transport du modèle pour ε est obtenue en utilisant son homologue mathématique exact. Dans la dérivation de k et ε, l'hypothèse est que l'écoulement est complètement turbulent et que les effets de viscosité moléculaire sont négligeables.

L'énergie cinétique de turbulence k et son taux de dissipation ε sont obtenus à partir des équations de transport suivantes :

- **Equation de transport de l'énergie cinétique turbulente**

L'équation de l'énergie cinétique est donnée comme suite :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho k u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_K + G_b - \rho \varepsilon \quad (\text{II. 27})$$

- **Modélisation du terme de production turbulente**

Ce terme est défini par :

$$G_K = -\rho \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad (\text{II. 28})$$

et

$$G_b = \beta g_i \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (\text{II. 29})$$

$$\beta = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p \quad (\text{II. 30}) \quad \text{Où : } G_b \text{ est l'effet Buyancy (poussée d'Archimède)}$$

- **Modélisation de la viscosité turbulente**

La viscosité turbulente μ_t est obtenue en combinant k et ε comme suit :

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{II. 31})$$

Pour la constante C_μ : $C_\mu = 0.09$

- **Equation de transport du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente**

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \varepsilon) + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \varepsilon u_j)}_{\text{transport convectif}} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \underbrace{C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_K + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k}}_{\text{terme source}} \quad (\text{II. 32})$$

Les constantes usuelles du modèle de turbulence k-ε sont données à partir de l'expérience ou de la théorie par :

$$C_{1\varepsilon} = 1.44, C_{2\varepsilon} = 1.92, C_\mu = 0.09, \sigma_k = 1.0, \sigma_\varepsilon = 1.3$$

II.4. Modélisation de la combustion

Pour la modélisation de la combustion, dans ce qui va suivre on prendra en considération le Modèle Eddy Dissipation sur lequel est basée la modélisation des taux de réaction de cette étude.

II.4.1. Le modèle EDM (Eddy Dissipation Model)

Dans la plupart des processus de combustion, le phénomène est supposé rapide et le taux global de la réaction est contrôlé par le mélange turbulent. Pour les flammes non-prémélangées qu'on a étudiées, la turbulence mélange lentement les réactifs encore non brûlés

et les produits de combustion chauds dans les zones de réaction, ou elle se produit rapidement, dans ce cas elle est appelée combustion limitée par le mélange, et souvent, les taux de cinétiques chimiques complexes peuvent être négligés [10].

Le modèle utilisé (EDM) fournit une interaction chimie –turbulence basée sur les travaux de MAGNUSSEN B.F. and HJERTAGER B.H. (1976) [13] ou le taux net de production de l'espèce i dans la réaction r , $R_{i,r}$ est donné par la plus petite valeur (minimisation) des deux expressions suivantes :

$$R_{i,r} = v'_{i,r} M_{w,i} A \rho \frac{\varepsilon}{k} \min \left(\frac{Y_R}{v'_{R,r} M_{w,R}} \right) \quad (\text{II. 33})$$

$$R_{i,r} = v'_{i,r} M_{w,i} A B \rho \frac{\varepsilon}{k} \left(\frac{\sum_P Y_P}{\sum_J v''_{j,r} M_{w,j}} \right) \quad (\text{II. 34})$$

Où

$v'_{i,r}$: Coefficient stœchiométrique du réactif i dans la réaction r .

$v''_{j,r}$: Coefficient stœchiométrique du produit j dans la réaction r .

$M_{w,i}$: est la masse molaire de l'espèce i .

Y_p : est la fraction massique d'une espèce p dans les produits ;

Y_r : est la fraction massique d'une espèce r dans les réactifs ;

A et B : sont des constantes empiriques qui ont respectivement des valeurs 4 et 0.5 ;

Bien que le modèle EDM offre de bons résultats, il reste limité par son mécanisme réactionnel à une ou deux étapes maximum. La raison est que les mécanismes réactionnels à plusieurs étapes sont basés sur les taux d'Arrhenius, qui diffèrent pour chaque réaction. Alors que pour le modèle EDM, les réactions ont le même taux de turbulence, donc le modèle ne peut pas prédire les espèces chimiques contrôlées par la cinétique de réaction comme les radicaux. D'autre part, le modèle exige des fractions massiques des produits de combustion non nulle afin d'amorcer la réaction c'est pour cela que le code fluent utilisé.[5]

II.5. Les conditions aux limites et initiales

II.5.1. Les conditions initiales

Les conditions initiales sont prises pour chaque lancement de calculs comme étant la solution obtenue par le calcul antécédent (les répartitions de u , v , T , p , dans le fluide). Pour la

première exécution, on a supposé que le liquide soit au repos et la répartition de température soit 300K, Alors à $\tau=0$ on aura :

$$u = 0, v = 0, T = 300K \quad (0 < r < 0.25, 0 < L < 2) \quad (\text{II-35})$$

II.5.2. Les conditions aux limites

Les conditions aux limites des quantités adimensionnelles pour l'écoulement avec transfert de chaleur, ainsi que les parois de l'enceinte cylindrique sont adiabatiques [20].

Pour un instant $\tau>0$, sur l'axe de symétrie :

$$\frac{\partial u}{\partial r} = 0, \frac{\partial v}{\partial r} = 0, \frac{\partial T}{\partial r} = 0, (0 \leq L \leq 2) \quad (\text{II-36a})$$

A la paroi latérale adiabatique et :

$$u = 0, v = 0, \frac{\partial T}{\partial r} = 0 (r = 0.25, 0 \leq L \leq 2) \quad (\text{II-36b})$$

L'entrée de méthane on a traité trois cas $u = 80, 100$ et $120 \left(\frac{m}{s}\right)$

$$v = 0, T = 300 K \quad (L = 0, 0 \leq r \leq 0.005) \quad (\text{II-36c})$$

L'entrée de l'air on a traité trois cas : $u = 0.5, 1$ et $2m/s$,

$$v = 0, T = 300 K \quad (L = 0, 0.005 \leq r \leq 0.25) \quad (\text{II-36d})$$

En récapitulation, ces conditions aux limites sont visualisées schématiquement sur la figure (II-2).

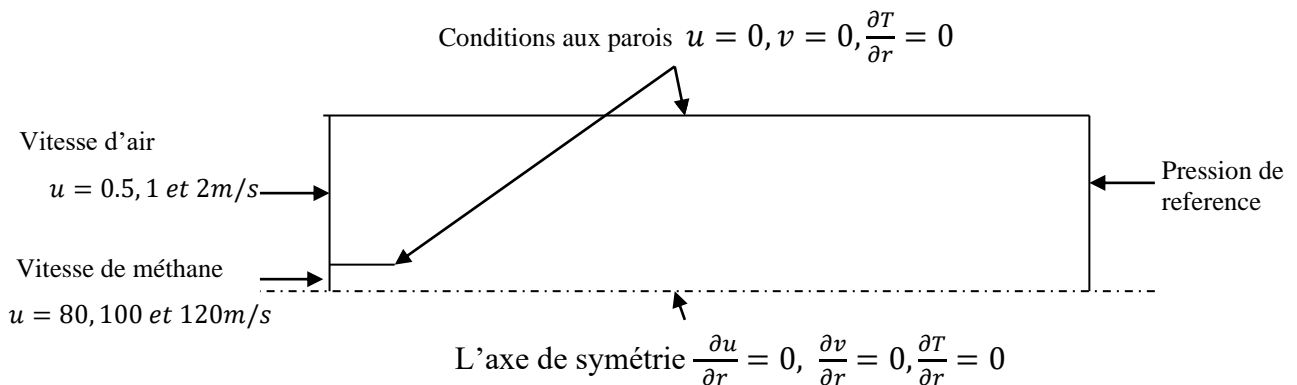


Figure (II.2) : Condition aux limites du problème adimensionnel.

Chapitre III :
Procédure numérique

Chapitre III : Procédure numérique

Dans le domaine de thermique, de la mécanique des fluides et de la combustion, les phénomènes physiques sont décrits par des équations aux dérivées partielles (EDP) fortement couplées et non linéaires.

En général, ces équations n'admettent pas de solutions analytiques sauf dans des cas très simplifiés. C'est pourquoi un recours aux méthodes de résolution numériques s'avère nécessaire.

Il existe plusieurs méthodes numériques :

- Méthode des différences finies
- Méthode des volumes finis
- Méthode des éléments finis

Pour notre présente étude, nous avons choisi la méthode des volumes finis pour discrétiser les équations du modèle mathématique.

III.1. Méthode des volumes finis

La méthode des volumes finis a été utilisée depuis de nombreuses années (1970) par les ingénieurs (tel que SPALDING, SMITH et PATANKAR) [17], qui est recommandée pour la résolution des équations de Navier- stokes. Actuellement, elle est exploitée par la plupart des logiciels de simulation numérique.

La méthode de résolution utilise les composantes de la vitesse, de la pression, de la température, etc. comme variables dépendantes.

Elle a été intensivement employée dans plusieurs domaines, tels que l'aérodynamique, le transfert de la chaleur et de masse et la combustion, etc. Le domaine de calcul est subdivisé en un nombre fini de sous-domaines élémentaires, appelés volumes de contrôle ou cellules. Chacun de ces derniers englobe un nœud, dit nœud principal (P) comme il est indiqué sur la Figure (III-1). [5]

Cette méthode distingue par sa fiabilité aux résultats, son adaptation au problème physique, sa possibilité de traiter des géométries complexes, sa garantie pour la conservation de masse et de quantité de mouvement et de tout scalaire transportable sur chaque volume de

contrôle, dans tout le domaine de calcul, ce qui n'est pas le cas pour les autres méthodes numériques.

Le principe de cette méthode consiste à établir le bilan des grandeurs physiques (masse, quantité de mouvement, énergie, . . .) sur chaque volume de contrôle du maillage considéré. La méthode doit obéir aux quatre conditions suivantes :

- L'ensemble des volumes de contrôle doit couvrir le domaine de calcul dans son intégralité ;
- Les cellules sont toutes fermées ;
- Les flux à travers les faces des cellules doivent être calculés indépendamment des cellules où ils sont considérés ;
- Le modèle choisi doit être stable et convergent.

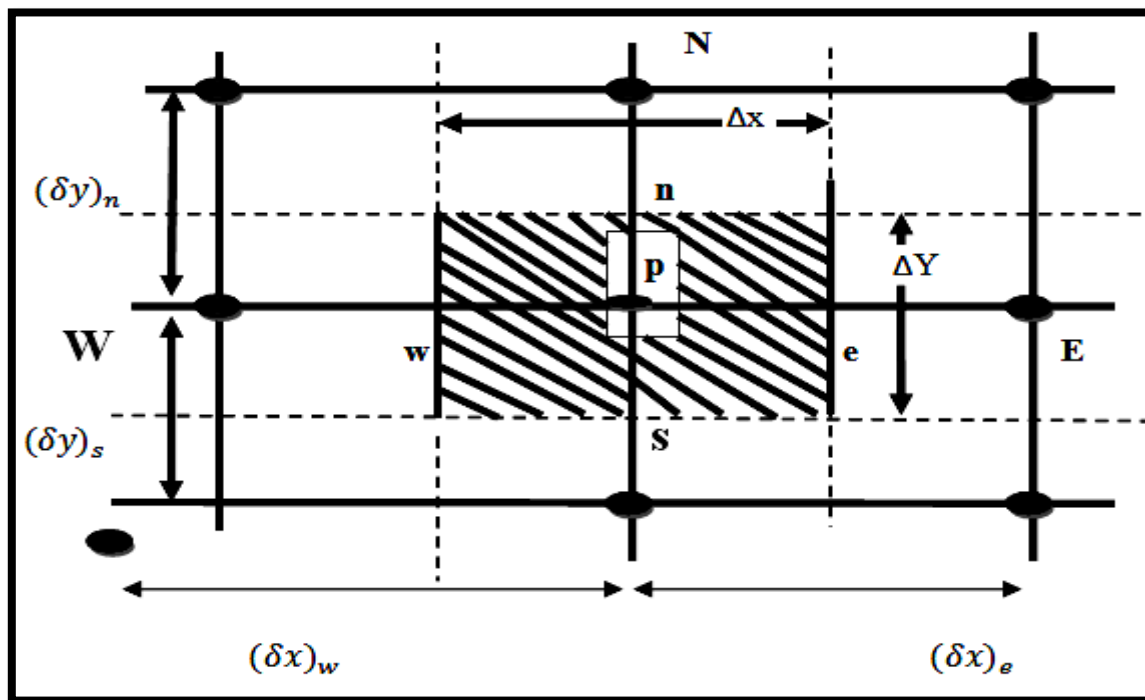


Figure (III.1) : Schéma du volume de contrôle dans le cas bidimensionnel.[5]

L'avantage de cette méthode de volumes finis par rapport aux autres méthodes numériques est qu'elle est conservative ; bref, tout ce qui sort d'un volume de contrôle entre dans un autre.

Pour expliciter l'application de méthode de volume fini, considérons l'équation générale de transport qui s'écrit pour une propriété ϕ , comme suit :

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \text{div}(\rho\phi u) = \text{div}(\Gamma_{\phi}\text{grad}\phi) + S_{\phi} \quad (\text{III. 1})$$

En d'autres termes :

$$\left(\text{variation de } \phi \text{ dans un } \right) + \left(\frac{\text{flux net de}}{\text{élément de fluide}} \right) = \left(\frac{\text{variation de } \phi \text{ due}}{\text{à la diffusion}} \right) + \left(\frac{\text{variation de } \phi \text{ due}}{\text{aux sources}} \right)$$

terme convectif
terme diffusif
terme source

Tel que Γ_ϕ représentent le coefficient de diffusion et S_ϕ le terme source.

La résolution de l'équation par la méthode des volumes finis, réside essentiellement dans l'intégration de celle-ci sur un volume de contrôle :

$$\int_{cv} \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} dv + \int_{cv} \text{div}(\rho\phi u) dv = \int_{cv} \text{div}(\Gamma_\phi \text{grad}\phi) dv + \int_{cv} S_\phi dv \quad (\text{III. 2})$$

Or

$$\int_{cv} \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} dv + \int_A n(\rho\phi u) dA = \int_A n(\Gamma_\phi \text{grad}\phi) dA + \int_{cv} S_\phi dv \quad (\text{III. 3})$$

III.2. Etapes de résolution par la méthode des volumes finis

III.2.1. Maillage

C'est la subdivision du domaine d'étude en grilles longitudinale et transversale, dont l'intersection représente un nœud, où on trouve le point central P et les composantes u et v du vecteur vitesse, qui se trouvent au milieu des segments, reliant deux nœuds adjacents. Donc, la discrétisation du domaine est obtenue par un maillage, constitué d'un réseau de points (nœuds).

Les grandeurs scalaires : pression, température, énergie cinétique et taux de dissipation sont stockées dans le nœud P du maillage, représenté par la Figure (III-2-a), tandis que les grandeurs vectorielles u et v sont stockés au milieu des segments reliant les nœuds.

L'équation générale de transport est intégrée sur le volume de contrôle, associé aux variables scalaires et les équations de quantité de mouvement sont intégrées sur le volume de contrôle, associé aux composantes de vitesse.

Le volume de contrôle de la composante transversale u est décalé suivant la direction x par rapport au volume de contrôle principale (voir la figure (III.2.b)), celui de la composante longitudinale v est décalé suivant la direction y (voir la figure (III.2.c)). Ce type de maillage,

dit « maillage décalé », permet d'avoir une bonne approximation des flux convectifs et une meilleure évaluation des gradients de pression, ainsi qu'une stabilisation numérique de la solution.

La construction des volumes de contrôle et le maillage décalé sont montrés dans le schéma suivant :

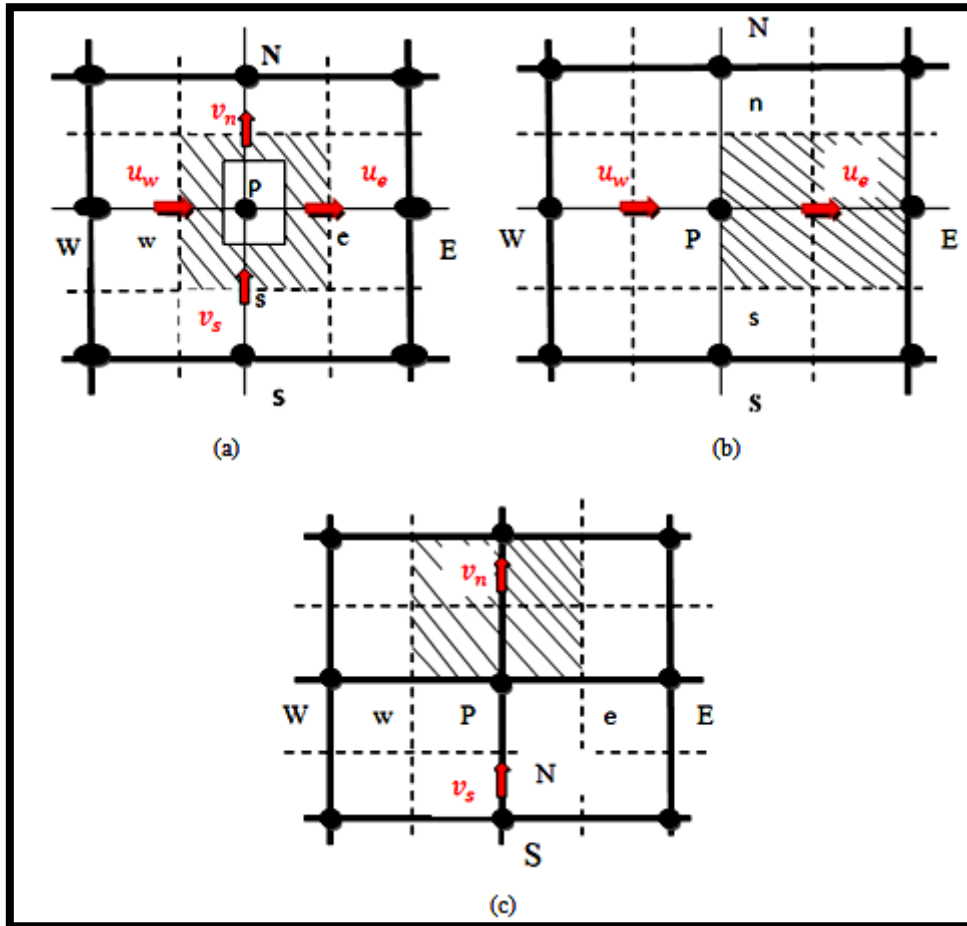


Figure (III.2) : Schéma du volume de contrôle (a), maillage décalé pour u e (b), maillage décalé pour v n (c).[5]

III.2.2. Discrétisation

L'idée principale dans cette étape est l'intégration de l'équation de transport permettant ainsi la transformation de l'équation différentielle de transport en un système d'équations algébriques.

III.3. Schémas employés dans la partie Fluent

Les valeurs de la pression sont stockées aux centres des cellules. Pour obtenir les valeurs des pressions aux faces, nécessaires pour la résolution de l'équation de continuité, FLUENT propose plusieurs schémas d'interpolation tel que le schéma standard.

L'interpolation s'effectue en utilisant les coefficients de l'équation de quantité de mouvement, Cette procédure fonctionne bien pour de petites variations de la pression entre les centres des cellules. Devant les problèmes de diffusion numérique, des schémas numériques plus précis ont été testés comme celui-ci qui s'appuie sur les deux mailles amont.

Le principal problème que nous rencontrons dans la discrétisation des termes de convection est le calcul des valeurs de la propriété transportée Φ sur les faces du volume de contrôle et son flux convectif à travers ces limites.

Afin d'obtenir les équations discrétisées pour la diffusion et le terme source nous avons introduit la différentiation centrée. Il semble évident d'essayer d'utiliser cette technique pour les termes convectifs.

Malheureusement, le phénomène de diffusion influence la distribution de la propagation de la propriété et de ses gradients dans toutes les directions, alors que la convection ne montre son influence que dans le sens de l'écoulement.

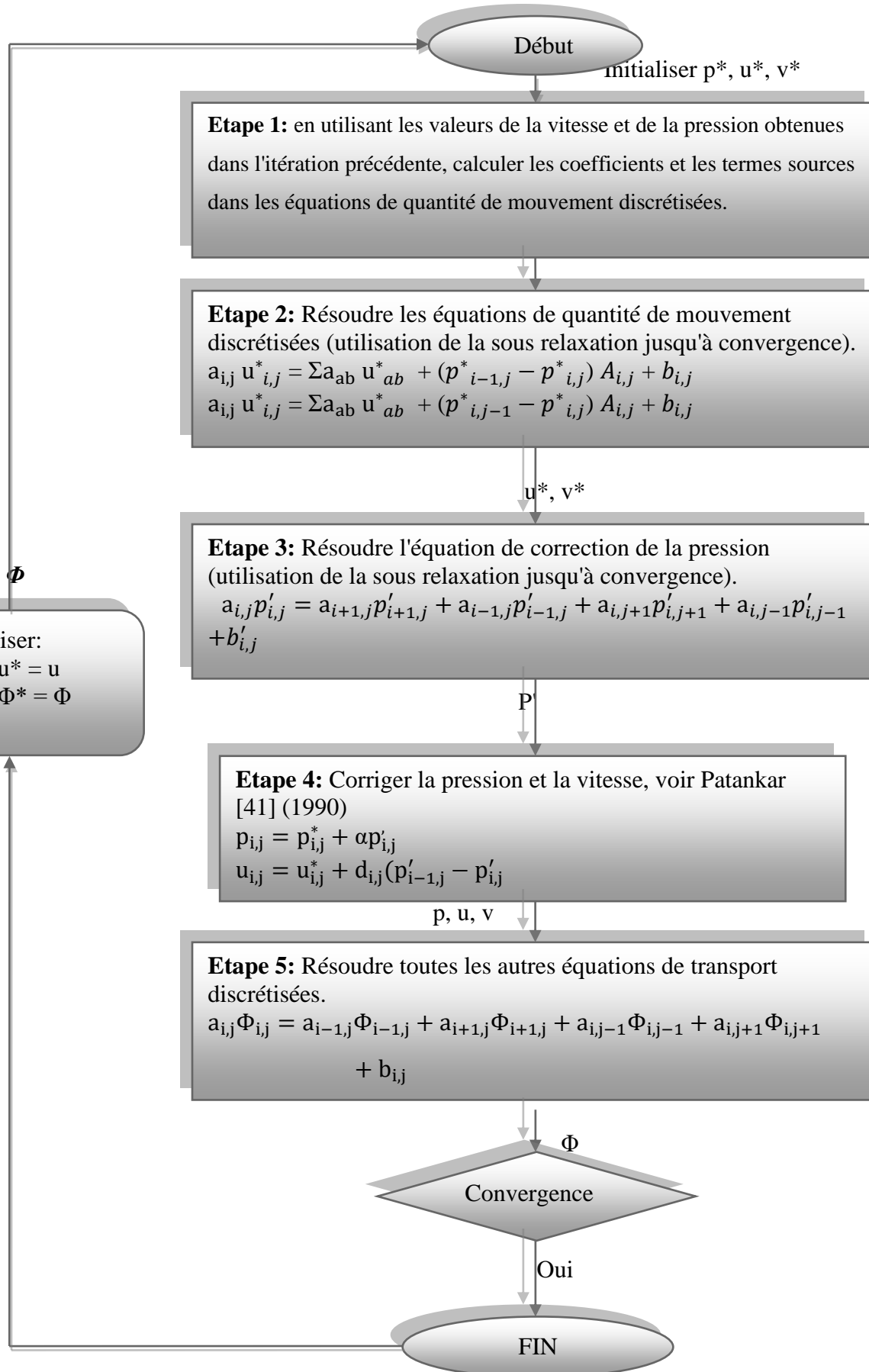
III.3.1 Couplage vitesse pression

Les équations des composantes de quantités de mouvement sont couplées par la pression qui agit par les composantes de son gradient, or nous ne disposons pas d'équation propre à cette variable. L'idée de PATANKAR et SPALDING consiste à utiliser l'équation de continuité pour obtenir le champ de pression, car si le bon champ de pression est pris en compte dans le traitement des équations des quantités de mouvement, alors les vitesses obtenues vérifient l'équation de continuité. Donc cette dernière apparaît comme une contrainte à vérifier par le champ de pression.

Trois algorithmes sont considérés par FLUENT pour diriger la liaison vitesse-pression :

- SIMPLE: «Semi Implicit Method for Pressure Linked Equations», (cas étudié).
- SIMPLEC : « Semi Implicit Méthod for Pression-linked Equation Consistent ».
- PISO: « Pressure Implicit Solution by Split Operator

Le schéma global de l'algorithme SIMPLE dans le cas 2 D est le suivant, S. Hanchi [11] :



u , et v sont les deux composantes du vecteur vitesse. P représente la pression. Φ^* est défini par : $\Phi = \Phi^* + \Phi'$. Φ' est une correction.

III.4. Détails numériques utilisés dans ce travail

La configuration est axisymétrique et le code "Fluent" utilise un système de coordonnées cartésiennes. La définition de la géométrie et la génération du maillage ont été réalisées à l'aide du maillage "GAMBIT" avec des mailles de forme quadrilatérale. Un raffinement des zones au voisinage de l'entrée et l'axe de symétrie de la chambre de combustion a été pris en compte pour capter les différents phénomènes qui peuvent intervenir dans ces zones, notamment les gradients de vitesse. Le maillage de la géométrie est montré sur la figure (III.7), avec un nombre de nœuds de (120x 60), et une distribution graduelle au niveau des parois.

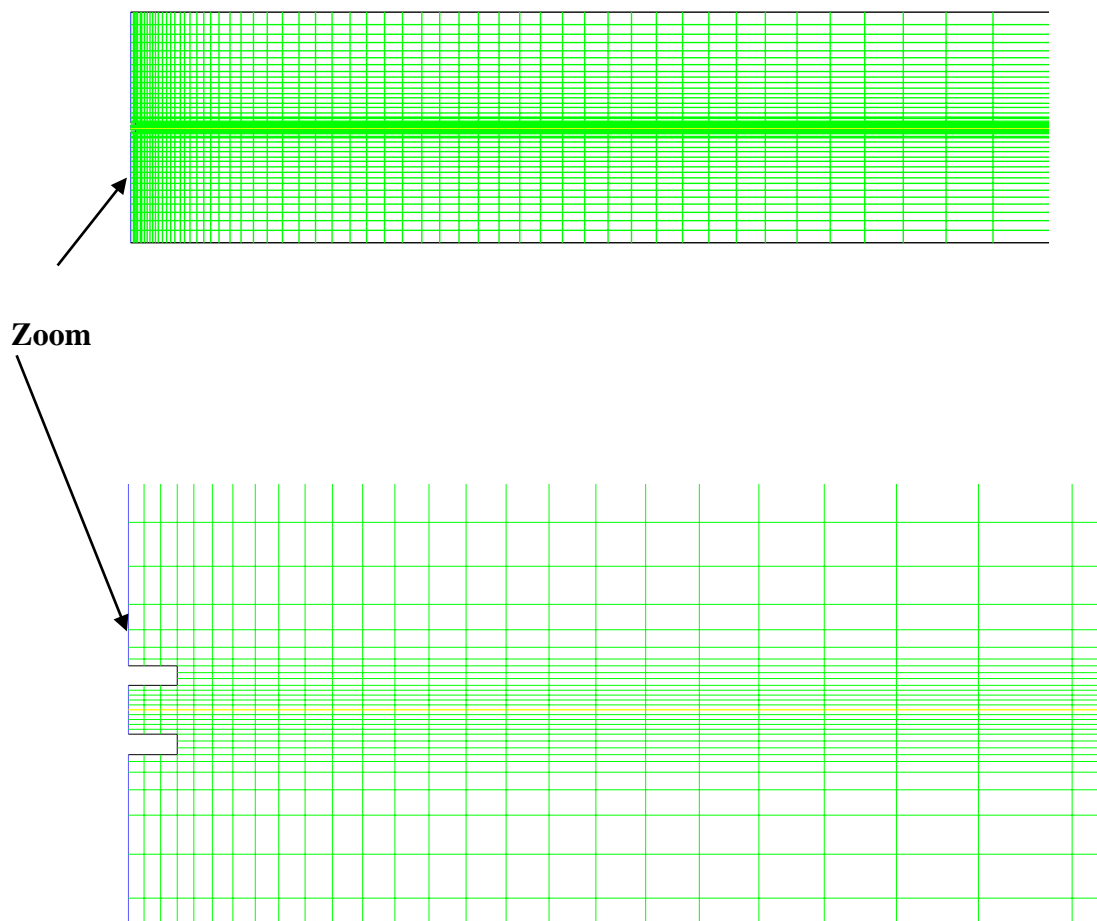


Figure (III.3) : maillage de la géométrie avec « GAMBIT » (Vue 2D).

Les schémas de discrétisation des différentes variables sont résumés dans le tableau (III.1) :

Variable	Schema
Pression	Standard
Quantité de mouvement	Décentré amont 1er ordre
Energies	Décentré amont 1er ordre
Couplage pression-vitesse	SIMPLE
Energie cinétique turbulente	Décentré amont 1er ordre
Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente	Décentré amont 1er ordre
Fractions massiques des espèces	Décentré amont 1er ordre

Tableau (III.1) : Schéma de discrétisation.

- **Sous relaxation**

Les sous relaxations sont régulièrement utilisées dans les problèmes non linéaires pour éviter que le processus itératif ne diverge. Elle consiste à diminuer la rapidité des changements d'une variable, d'une itération à l'autre, par l'introduction d'un coefficient de sous relaxation α

Dans notre cas ; les valeurs de sous relaxation sont données dans le tableau suivant :

Variable	Facteurs de sous relaxation
Pression	0.3
Quantité de mouvement	0.7
Energies	1
Fractions massiques des espèces	0.95

Tableau (III.2) - Les valeurs de sous relaxation.

III.5. Les critères de convergences

Une procédure est convergente si toute erreur tend à décroître au cours des itérations à une valeur ε . Elle a convergé lorsque les itérations ne produisent plus de changements significatifs sur les variables selon un critère qui doit être défini par l'utilisateur. Le critère de convergence est fixé pour l'ensemble de notre travail à un résidu normalisé inférieur ou égal à 10^{-4} .

Chapitre IV :
Résultats et
discussions

Chapitre IV : Résultats et discussions

Les résultats numériques présentés dans ce chapitre ont été obtenus à l'aide du code commercial ANSYS-FLUENT basé sur la méthode numérique des volumes finis, cette méthode est bien exposée dans le chapitre III. Ces résultats obtenus de la modélisation de la combustion non-prémélangée est basée sur le modèle EDM « Eddy Dissipation Model » et « Species transport ». Le modèle k- ϵ est utilisé pour modéliser la turbulence.

Des résultats intéressants ont été obtenus concernant l'effet de la vitesse d'injection et le carburant sur la fraction massique de CO₂ impliquées dans le processus de combustion. Dans ce cas, notre simulation numérique a été présentée pour différentes valeurs de la vitesse de l'air à l'entrée de ($V_{\text{air}}=0.5, 1, 2\text{m/s}$) et différentes valeurs de la vitesse de carburants à l'injection de ($V_c= 80, 100 \text{ et } 120\text{m/s}$). Plusieurs carburant ont été examiné tel que le méthane (CH₄), Éthane (C₂H₆), benzène (C₆H₆), et kérosène (C₁₀H₂₂). Enfin nous présentons des courbes de la fraction massique de CO₂ versus la vitesse à l'entrée de l'air en variant la vitesse d'injection de chaque carburant.

IV.1. Validation des résultats

Pour tester nos résultats nous avons comparé avec les mesures expérimentales obtenus par Borghi et al [11]. La flamme de diffusion méthane-air engendrée (Figure (IV.1)) est une flamme composée de deux zones différentes : zone I à la base « cône de la flamme » au-dessus de la quel est développée une zone II plus longue. Cette allure est semblable à celle décrite par Borghi et al [11]. La température maximale de cette flamme est de 1660 K, elle est inférieure à celle d'expérimentale 1670K. Cet écart ne dépasse pas 2% et reste acceptable.

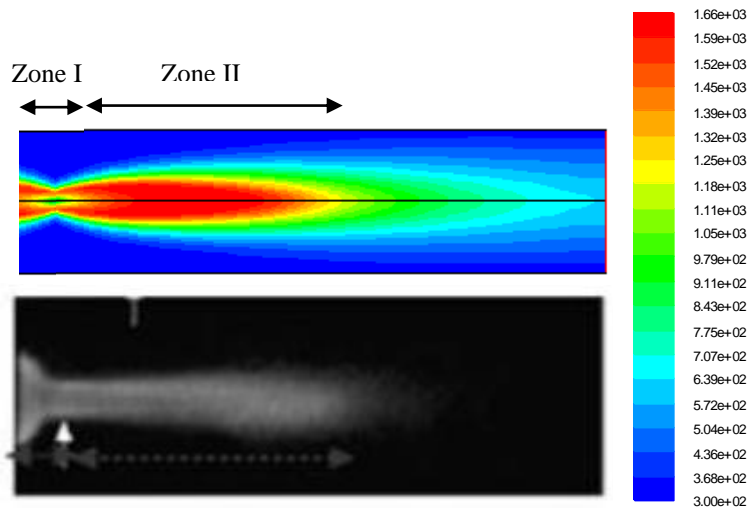


Figure (IV.1) : Contour de la flamme de diffusion simulée (haut) et photo de celle réelle (en bas).

IV.2. Effet du Maillage

Dans le cas où la vitesse de l'air, $V_{\text{air}}=0.5\text{m/s}$ et la vitesse d'injection de méthane, $V_c=80\text{m/s}$, la solution de la vitesse axiale à $y = 0$. Ne change pas de manière significative pour des maillages uniformes ayant des nombres de cellules différents (100x50), (120x60), et (140x70) (figure (IV.2)). On peut conclure que la solution est indépendante du maillage. Les résultats numériques présentés dans cette partie ont été obtenus avec un nombre de cellules de (120x60) afin de minimiser le temps de calcul.

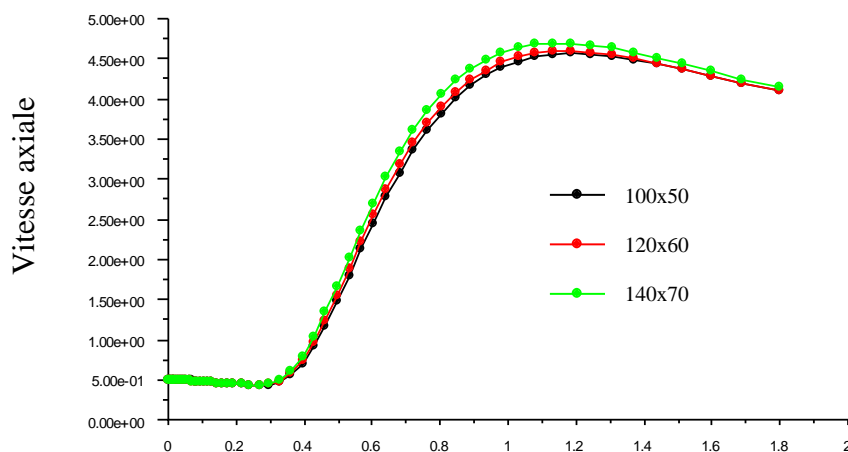


Figure (IV.2) : Indépendance du maillage.

IV.3 Fraction massique de CO₂

IV.3.1 Carburant méthane (CH₄)

Le méthane engendre un peu plus de 15% de l'effet de serre anthropique. Le méthane est un gaz qui se forme dès qu'un composé organique (un reste d'animal ou de plante) se décompose à l'abri de l'oxygène de l'air (par fermentation ou putréfaction), par exemple au fond de l'eau ou sous terre. Les réserves de gaz naturel ne se sont pas formées autrement que par la décomposition, il y a très longtemps, de plantes et d'animaux, qui se sont d'abord transformés en hydrocarbures liquides, puis en gaz. Une partie du méthane présent dans l'atmosphère est donc d'origine parfaitement naturelle, provenant notamment des zones humides. Le PCI du méthane à 0°C à pression atmosphérique est de 803,3 kJ/mol.

Dans le cas où le carburant est le méthane, notre simulation numérique a été présentée pour différentes valeurs de la vitesse de l'air à l'entrée de ($V_{\text{air}}=0.5, 1, 2\text{ m/s}$) et différentes valeurs de la vitesse d'injection de méthane à l'entrée de ($V_{\text{méthane}}= 80, 100 \text{ et } 120\text{m/s}$). Nous présentons leurs effets sur la fraction massique de CO₂.

Une augmentation rapide de la température, qui est, l'une des manifestations les plus importantes de la combustion est constatée, dans la zone de réaction. La température maximale atteinte est de l'ordre de 2302K pour le cas $V_c=80$ et $V_{\text{air}}=0.5$. Le champ des températures est présenté sous la forme d'isothermes figure (IV.3). La variation de la température suivant la direction axiale est montrée sur la figure (IV.4), sous forme de profil axial aux différentes positions (à $y=0.02, 0.1 \text{ et } 0.2$).

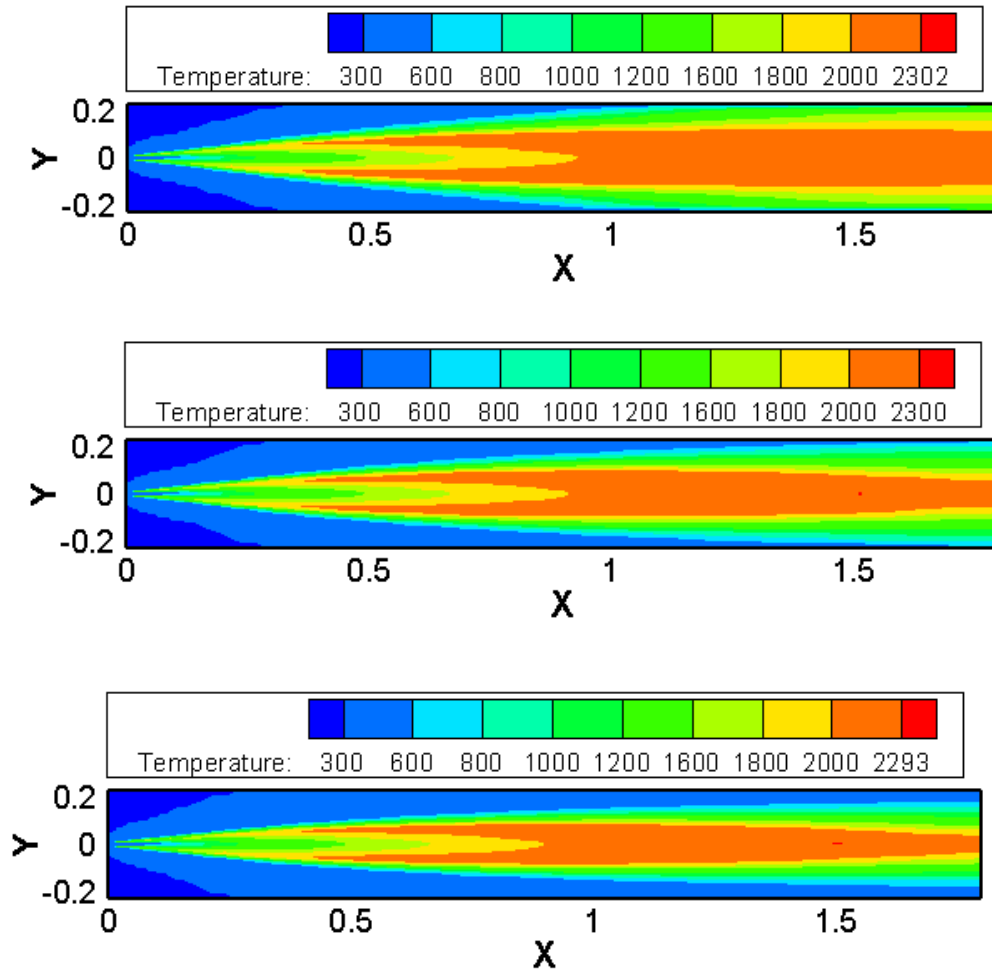
En allant vers l'aval, la température augmente de façon régulière jusqu'à une distance égale à $x=1.6$ m, pour laquelle la température atteint sa valeur maximale (appelée longueur de flamme) et qui se situe sur l'axe du jet (axe de symétrie). Ensuite, la température diminue progressivement suivant l'axe du jet. La température moyenne à la sortie vaut $T_{\text{moy}}=1795.68$ K, et la vitesse moyenne à la sortie égale $V_{\text{moy}}=3.2\text{m/s}$. La variation de la température suivant la direction axiale est montrée sur la figure (IV.4), sous forme de profil axial aux différentes positions (à $y=0.1, 0.15 \text{ et } 0.2$). On observe que chaque fois en approche de la paroi adiabatique la courbe de température diminue.

Dans le cas où la vitesse d'injection de CH_4 , $V_c = 80 \text{ m/s}$ et $V_{\text{air}} = 1 \text{ m/s}$, la température maximum atteint $T_{\text{max}} = 2300 \text{ K}$; la température moyenne à la sortie vaut $T_{\text{moy}} = 1178.6 \text{ K}$, et la vitesse moyenne à la sortie égale $V_{\text{moy}} = 3.8 \text{ m/s}$.

Dans le cas où la vitesse d'injection de CH_4 , $V_c = 80 \text{ m/s}$ et $V_{\text{air}} = 1 \text{ m/s}$ $\text{CH}_4 = 80 \text{ m/s}$; $V_{\text{air}} = 2 \text{ m/s}$, la température maximum atteint $T_{\text{max}} = 2293 \text{ K}$; la température moyenne à la sortie vaut $T_{\text{moy}} = 774.1 \text{ K}$, et la vitesse moyenne à la sortie égale $V_{\text{moy}} = 4.4 \text{ m/s}$.

En remarquant que l'augmentation de la vitesse d'entrée de l'air en fixant la vitesse d'injection de carburant (méthane), mène à une légère augmentation de la vitesse moyenne à la sortie et une diminution brusque de la température moyenne à la sortie de la chambre de combustion.

La fraction massique diminue progressivement de CH_4 à cause de la consommation du combustible et disparaître complètement à la fin de la zone de réaction. Les produits de combustion, inexistant dans le mélange, vont progressivement apparaître et augmenter pour atteindre des valeurs maximales dans la zone de réaction, pour le dioxyde de carbone (CO_2) et pour (H_2O), voir les figures (IV.5-13). La concentration maximale de CO_2 est située dans une région de température maximal (Fig. IV.6). On remarque que la fraction massique de CO_2 à la sortie dans le cas de $V_{\text{CH}_4} = 80 \text{ m/s}$ et $V_{\text{air}} = 0.5 \text{ m/s}$ atteint 0.1145 (Fig. IV.5) et dans le cas $V_{\text{CH}_4} = 80 \text{ m/s}$ et $V_{\text{air}} = 1 \text{ m/s}$ atteint: 0.0586 (Fig. IV.6) et diminue jusqu'à 0.0296 dans le cas est $V_{\text{CH}_4} = 80 \text{ m/s}$ et $V_{\text{air}} = 2 \text{ m/s}$, c'est un résultat très interdisant, car on a peut diminué la fraction massique pour $V_{\text{air}} = 120 \text{ m/s}$ (Fig. IV.7). En remarquant qu'il ya une décroissance de la fraction massique de CO_2 à la sortie avec la croissance de la vitesse d'entrée de l'air. Au même temps une croissance avec l'augmentation de la vitesse d'injection de carburant. Les résultats quantitatifs de la fraction massique de CO_2 à la sortie de chambre de combustion, sont assembler dans le (Tableau IV.1). Ces résultats sont visualisées graphiquement dans le plan (fraction- V_{air}) sous forme de courbes paramétriques aux différentes valeurs du vitesse de méthane, V_{CH_4} (Fig. IV.8)



Figure(IV.3) : Contour de la température : $V_{CH_4}=80$ m /s ; $V_{air}=0.5$ m/s (haut), 1m/s (milieu) et 2m/s (bas).

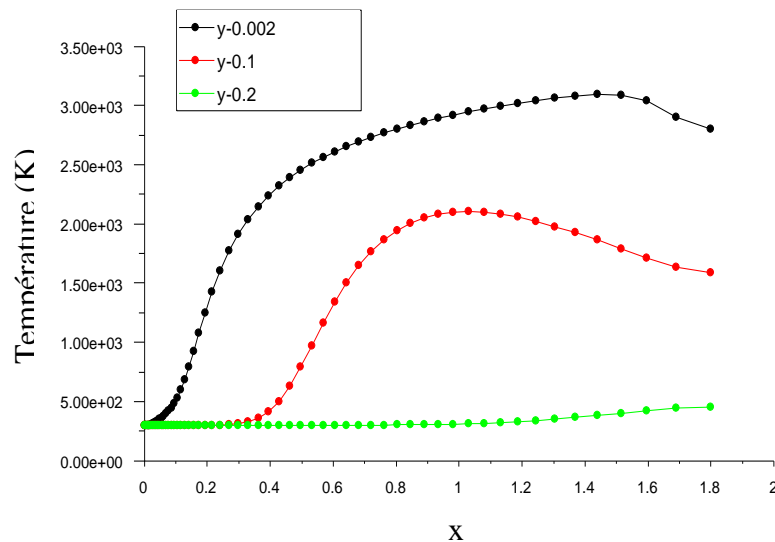


Figure (IV.4) : Profil axiale de la température à $y=0.02, 0.1$ et 0.2 : $CH_4=80$ m /s ; l'air $=0.5$ m/s.

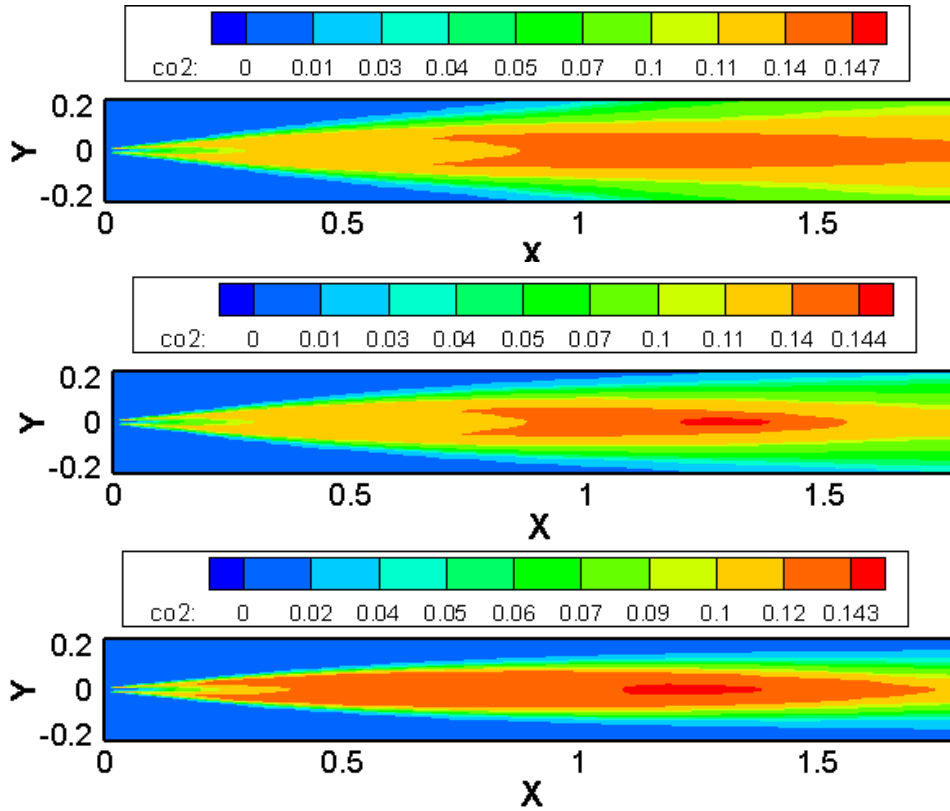


Figure (IV.5) : Contour de la fraction massique de CO₂ : V_{CH₄}=80 m/s ; V_{air} =0.5 (haut),
1(milieu) et 2 m/s (bas).

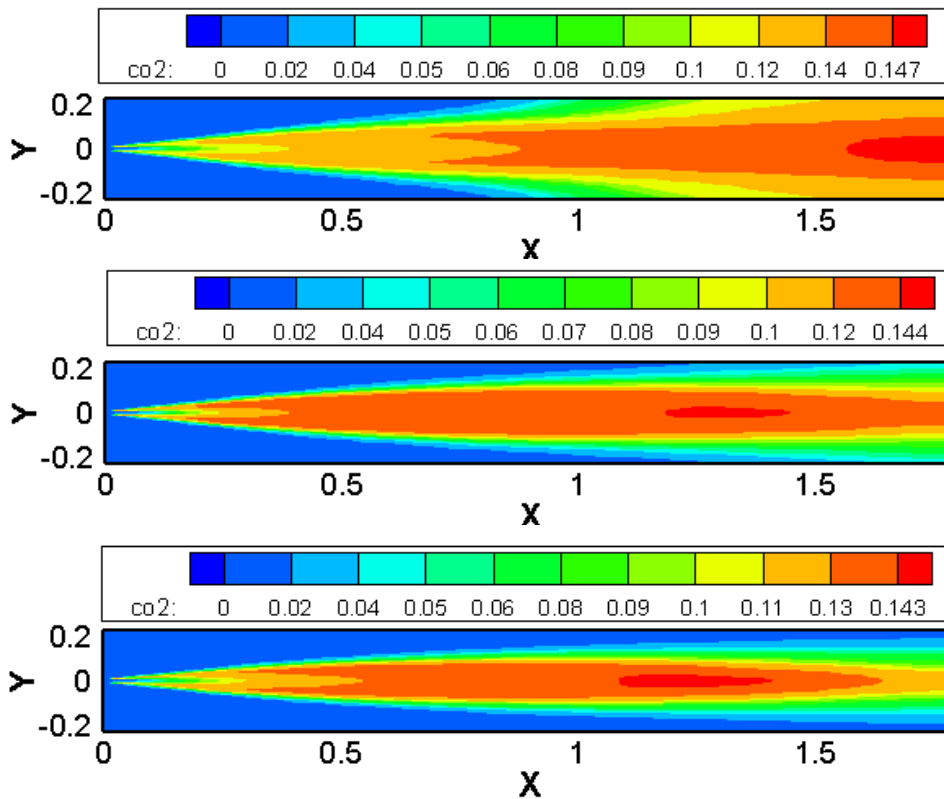


Figure (IV.6) : Contour de la fraction massique de CO₂ : V_{CH₄}=100 m/s ; V_{air} =0.5 (haut),
1(milieu) et 2 m/s (bas).

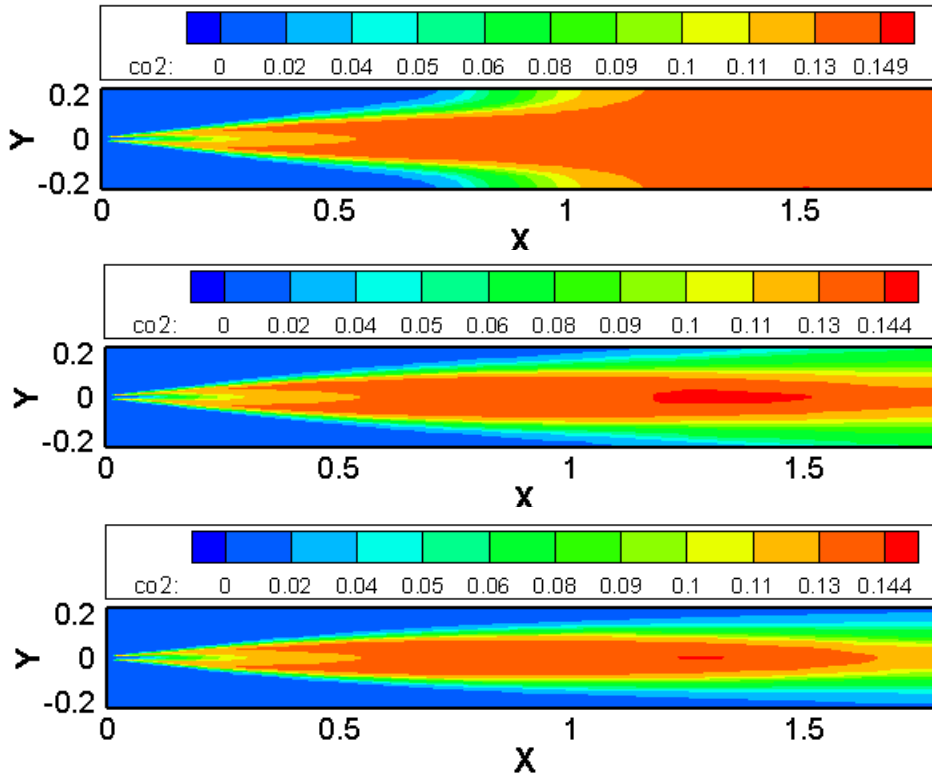


Figure (IV.7) : Contour de la fraction massique de CO₂ : V_{CH₄}=120 m /s ; V_{air} =0.5 (haut), 1(milieu) et 2 m/s (bas).

Tableau (IV.1) : la fraction massique de CO₂ avec carburant méthane CH₄

V _{air} (m/s)	V _{CH₄} (m/s)		
	80	100	120
0.5	0.1145402	0.1393597	0.1483194
1	0.058699	0.07294708	0.08701685
2	0.02968065	0.0369899	0.0442584

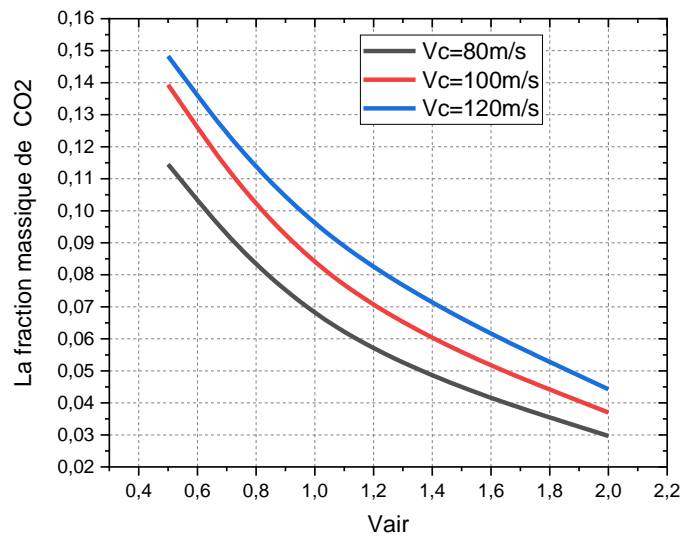


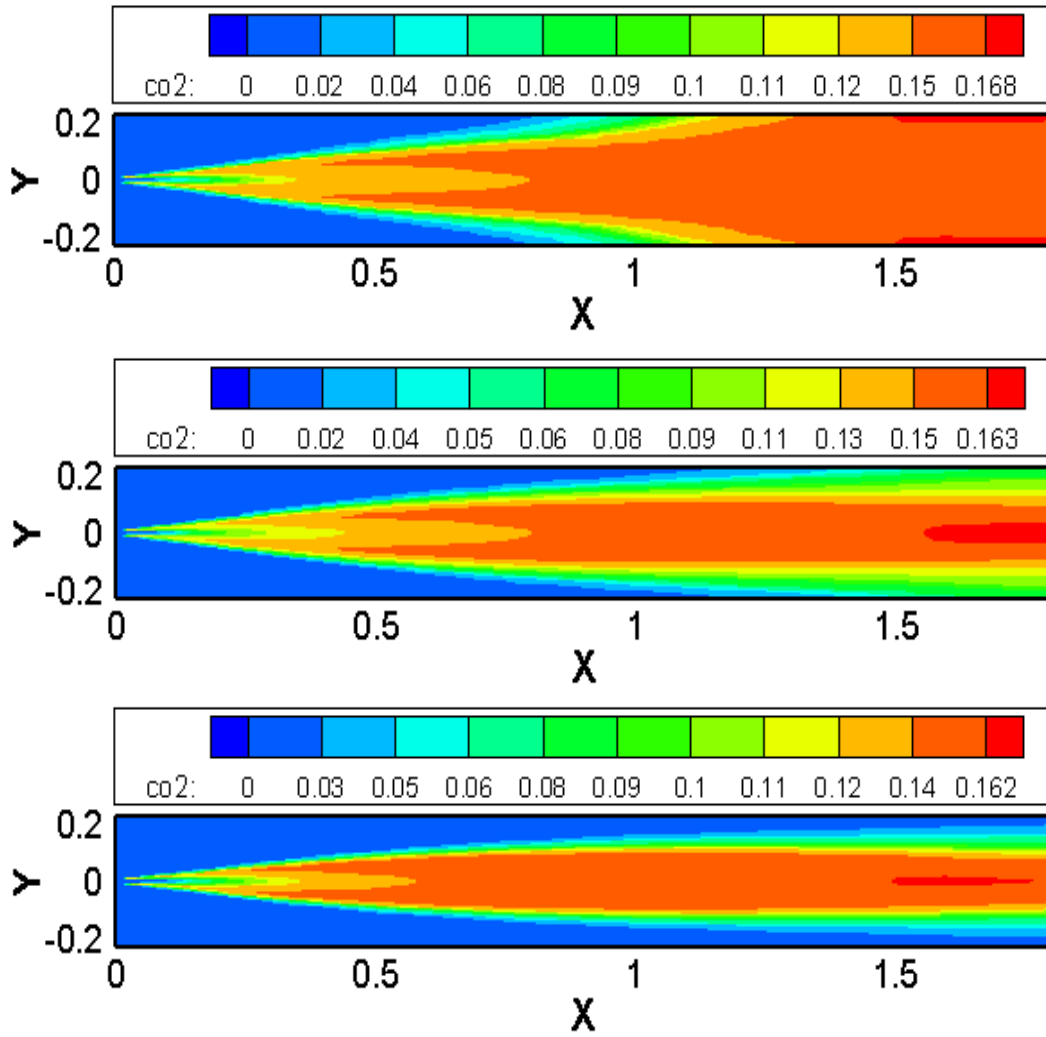
Figure (IV.8) : La fraction massique de CO₂ versus V_{air} en variant la vitesse d'injection de méthane

IV.3.2 Carburant l'Éthane (C₂H₆)

L'éthane est un hydrocarbure de la famille des alcanes de formule brute C₂H₆. C'est un gaz combustible, incolore et inodore que l'on peut trouver dans le gaz naturel et aussi dans les gaz du pétrole. L'éthane est principalement issu de la purification du gaz naturel ou extrait du gaz de pétrole liquéfié, une fraction du pétrole. L'éthane est un polluant atmosphérique classé parmi les COV (Composé organique volatil). C'est l'un des précurseurs de la pollution photochimique, qui conduit notamment à la pollution par l'ozone troposphérique. Une étude publiée montre que l'éthane est un bon traceur (pour suivre les déplacements de matières dans une réaction chimique ou dans l'environnement) des fuites de gaz liés à l'exploitation du gaz de schiste. Ces fuites peuvent être ainsi détectées à des centaines de miles sous le vent des zones d'extraction, y compris aux États-Unis dans les États qui interdisent ou contrôlent strictement la fracturation hydraulique. Le PCI du méthane à 0°C à pression atmosphérique est de 1437,11 kJ/mol.

Presque les mêmes remarques presque enregistrées dans le cas précédent où le carburant était le méthane. Dans ce cas la fraction massique de l'éthane diminue progressivement avec l'augmentation de débit d'air. On note aussi que la fraction massique maximale diminue avec l'augmentation de la vitesse de l'air. Alors dans le cas $V_{C_2H_6}=80$ m/s et $V_{air}=0.5$ m/s est 0.168, dans le cas $V_{air}=1$ m/s est 0.163 et dans le cas est $V_{air}=2$ m/s atteinte 0.162 respectivement. La concentration maximale de CO₂ est située au milieu de la chambre de combustion (Fig. IV.9). La fraction massique est stable même si en change dans le débit d'air. Par contre la variation de débit d'air elle a un effet significatif sur la fraction massique de CO₂ (Fig IV.9). La fraction massique de CO₂ sur l'axe de jet est totalement nulle ou il ya un excès d'air et maximum dans la zone de la flamme. Nous présentons ici seulement le cas de $V_c=80$ m/s, où la fraction massique de CO₂ à la sortie dans le cas $V_{air}=0.5$ m/s atteint 0.1668 et dans le cas $V_{air}=1$ m/s atteint : 0.1073 et diminue jusqu'à 0.055 dans le cas de $V_{air}=2$ m/s, voir le tableau (IV.2). En remarquant qu'il ya une décroissance de la fraction massique de CO₂ à la sortie avec l'augmentation de débit d'air. Au même temps une croissance avec l'augmentation de la vitesse d'injection de carburant. Les résultats quantitatifs de la fraction massique de CO₂ à la sortie de chambre de combustion, sont rassemblés dans le (Tableau IV.1). Ces résultats sont visualisés graphiquement dans le plan (*fraction-V_{air}*) sous forme de courbes paramétriques aux différentes valeurs du vitesse d'injection de céthane (Fig. IV.10).

Ces trois courbes représente un point d'intersection lorsque $V_{air}\approx 0.55$ m/s. En conclusion les valeurs plus faibles de la fraction massique de CO₂ est obtenue pour $V_{air}=80$ m/s.



Figure(IV.9) : Contour de la fraction massique de CO₂ : $V_{C_2H_6}=80$ m/s ; $V_{air}=0.5$ (haut),
1(milieu) et 2 m/s (bas).

Tableau (IV.2) : la fraction massique de CO₂ avec carburant ETHANE (C₂H₆)

V_{air} (m/s)	$V_c=80$ m/s	$V_c =100$ m/s	$V_c =120$ m/s
0.5	0.1668515	0.1638579	0.1608522
1	0.1073324	0.1305756	0.1509042
2	0.05568207	0.06897188	0.08201112

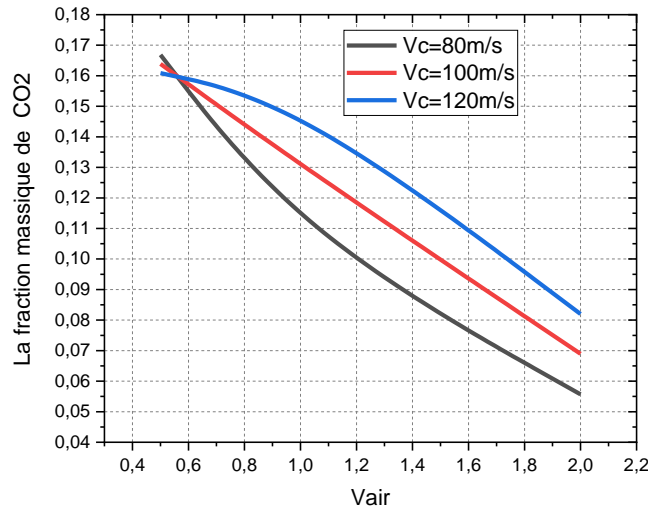


Figure (IV.10) : La fraction massique de CO₂ et la V_{air} en variant la vitesse d'injection d'Ethane (C₂H₆) à la sortie

IV.3.3 Carburant le Benzène (C₆H₆)

Le benzène (C₆H₆) est un composé organique volatil de la famille des hydrocarbures. On le retrouve à environ 1% dans les carburants, notamment l'essence sans plomb. Il est également présent dans certains secteurs d'activités, comme les parfumeries en tant que solvant et dans les industries chimiques comme intermédiaire de synthèse d'une large gamme de produits chimiques (caoutchouc, solvant, additifs alimentaires). En 1833, le chimiste allemand EILHARD MITSCHERLICH le produit par distillation en présence de chaux issue de l'acide benzoïque, un composant du benzoïne. Alors il l'appelle ce composé Benzin. La combustion d'une mole de benzène, en présence d'un excès d'oxygène et à volume constant, produit un dégagement de chaleur de 3301,51 kJ·mol⁻¹. On peut bien sûr supposer que le benzène est liquide ou gazeux et que l'oxygène et le gaz carbonique sont gazeux.

Dans ce cas le comportement de la production de CO₂ est totalement contraire aux deux cas précédents. La fraction massique à la sortie de chambre de combustion augmente avec l'augmentation de débit d'air. Au même temps une décroissance avec l'augmentation de la vitesse d'injection de carburant, voir le Tableau (IV.3). Dans le cas V_c=80 m/s, la fraction massique de CO₂ est 0.188 lorsque V_{air}=0.5m/s, 0.216 dans le cas V_{air}=1m/ et diminue jusqu'a 0.2003 dans le cas de V_{air}=2m/s où cela représente une anomalie puisque la fraction massique de CO₂ diminue (Fig. IV.11). Les produits de combustion, inexistant dans le mélange, vont progressivement apparaître et augmenter pour atteindre des valeurs maximales dans la zone de réaction. Le maximum de la concentration de dioxyde de carbone (CO₂) se trouve sur l'axe de près de sortie (Fig. IV.11).

Ces résultats sont visualisés graphiquement dans le plan ($fraction-V_{air}$) sous forme de courbes paramétriques aux différentes valeurs de la vitesse d'injection de benzène (Fig. IV.12). Ces trois courbes représentent deux points d'intersection lorsque $V_{air}=1.5\text{m/s}$ et 1.7m/s respectivement. La teneur plus faible de la fraction massique de CO_2 est 0.167 , obtenue lorsque $V_{air}=80\text{m/s}$ et $V_c=120\text{m/s}$.

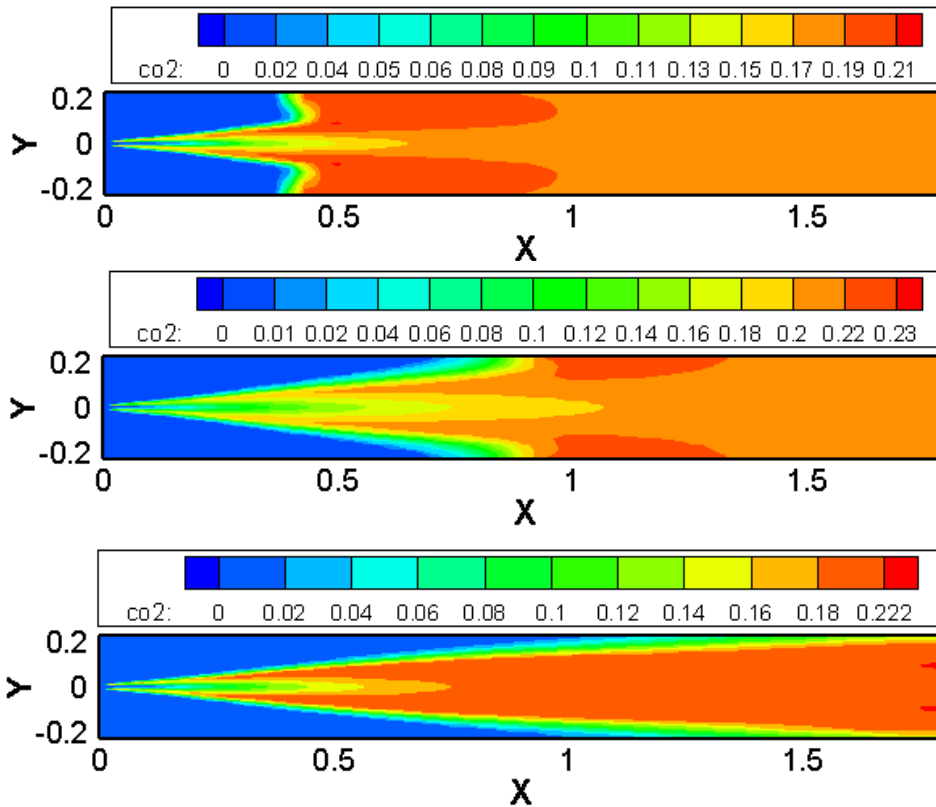


Figure (IV.11) : Contour de la fraction massique de CO_2 : $V_{\text{C}_6\text{H}_6}=80\text{ m/s}$; $V_{\text{air}}=0.5$ (haut), 1(milieu) et 2 m/s (bas).

Tableau (IV.3) : la fraction massique de CO_2 avec carburant Benzène $\text{C}_6\text{H}_6(\text{m/s})$

$V_{\text{air}} (\text{m/s})$	$V_c=80\text{ m/s}$	$V_c=100\text{ m/s}$	$V_c=120\text{ m/s}$
0.5	0.1886951	0.1674041	0.1674041
1	0.2161889	0.2083621	0.2014386
2	0.2003305	0.2216446	0.2209767

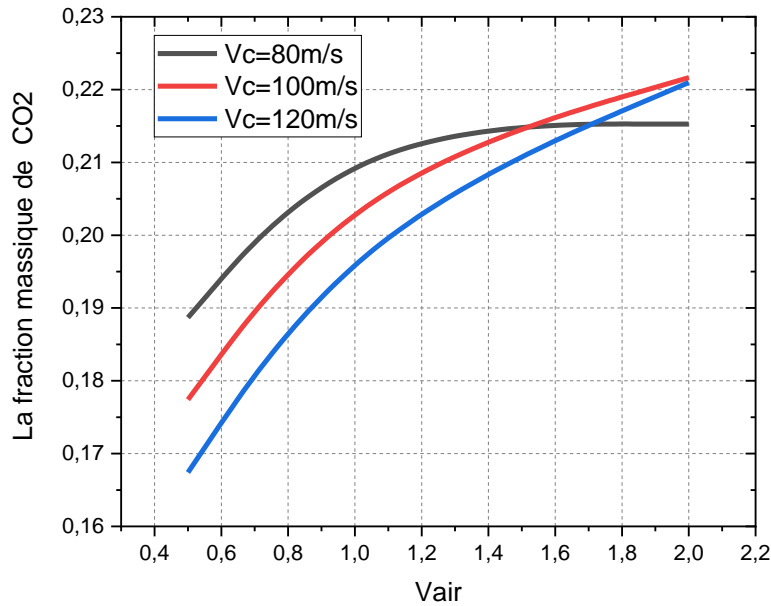


Figure (IV.12) : la fraction massique de CO₂ vs la vitesse à l'entrée de l'air en variant la vitesse d'injection de benzène C₆H₆ à la sortie

IV.3.4 Carburant le kérosène (C₁₀H₂₂)

Le kérosène est un hydrocarbure saturé de premier type ou alcane (C_nH_{2n+2}) de formule chimique allant de C₁₀H₂₂ à C₁₄H₃₀. Sa formule moyenne est C₁₀H₂₂. Issu du raffinage du pétrole, il résulte du soutirage pendant la distillation, il doit être exempt de soufre. L'oxydation du kérosène par l'oxygène donne de la vapeur d'eau et du gaz carbonique en dégageant de la chaleur. Le pouvoir calorifique inférieur de cette combustion est de 10 300 kcal par kilogramme de carburant. Le pouvoir calorifique inférieur (PCI) d'une réaction chimique exothermique est la quantité de chaleur cédée à l'extérieur quand on a ramené les produits de la réaction dans leur état vapeur sans récupérer leur chaleur latente de vaporisation.

Dans le cas du turboréacteur, la combustion du kérosène se fait dans l'air et non dans l'oxygène pur et de la production de CO₂ est augmentée avec l'augmentation de débit d'air et décroît avec l'augmentation de la vitesse d'injection de carburant, voir le Tableau (IV.4). Dans le cas V_c=100 m/s par exemple, la fraction massique de CO₂ est 0,115 lorsque V_{air}=0,5m/s, 0,1466 dans le cas V_{air}=1m/ et augmente jusqu'à 0,168 dans le cas de V_{air}=2m/s où cela représente une croissance monotone de la fraction massique de CO₂ (Fig. IV.13). Les valeurs maximales de la fraction massique de CO₂ dans la zone de réaction pour le cas de V_c=80m/s

sont 0.16, 0,172, 0 et 186 pour $V_{air}=0.5, 1$ et 2m/s respectivement. Le maximum de la concentration de dioxyde de carbone (CO_2) se trouve en aval près de la paroi pour le cas $V_{air}=2\text{m/s}$ (Fig. IV.11).

les résultats de l'étilisation de kérosène sont visualisées graphiquement dans le plan ($\text{fraction}-V_{air}$) sous forme de courbes paramétriques aux différentes valeurs du vitesse d'injection de benzène $V_c=80, 100$ et 120m/s respectivement (Fig. IV.14). Ces trois courbes sont parallèles et représentent une croissance monotone avec le flux d'air

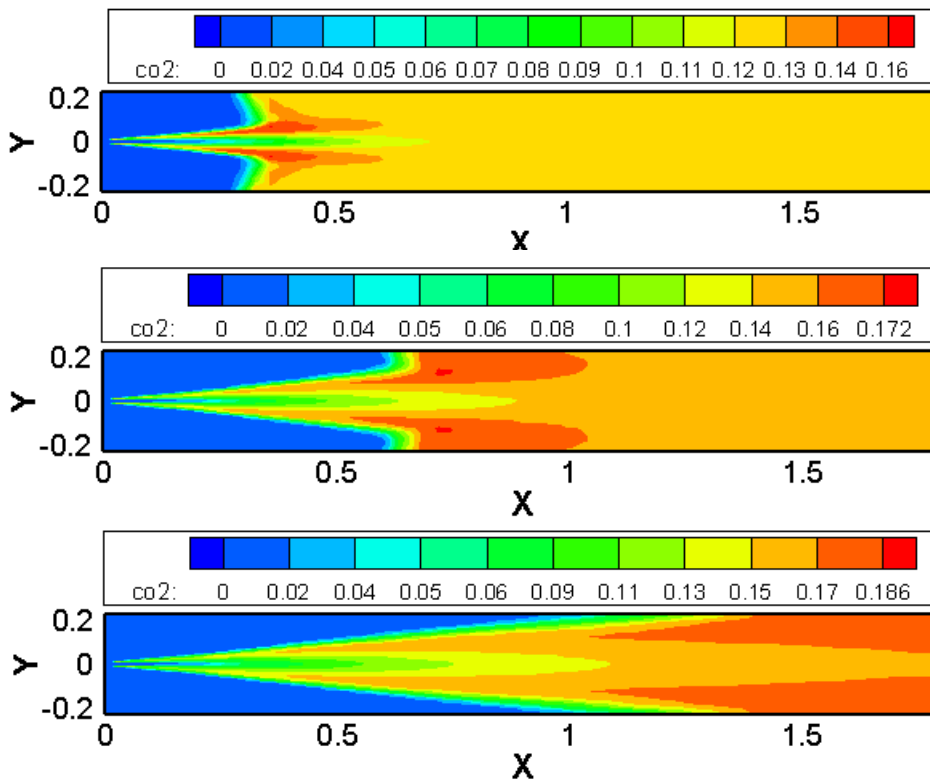


Figure (IV.13) : Contour de la fraction massique de CO_2 : $\text{C}_{10}\text{H}_{22}=80 \text{ m/s}$; l'air =0.5 (haut), 1(milieu) et 2 m/s (bas).

Tableau (IV.4) : la fraction massique de CO_2 avec carburant Kérosène $\text{C}_{10}\text{H}_{22}(\text{m/s})$

$V_{air} (\text{m/s})$	$V_c=80 \text{ m/s}$	$V_c=100 \text{ m/s}$	$V_c=120 \text{ m/s}$
0.5	0.1256953	0.1152358	0.1071733
1	0.155584	0.1466173	0.1389038
2	0.1718722	0.1688564	0.1645087

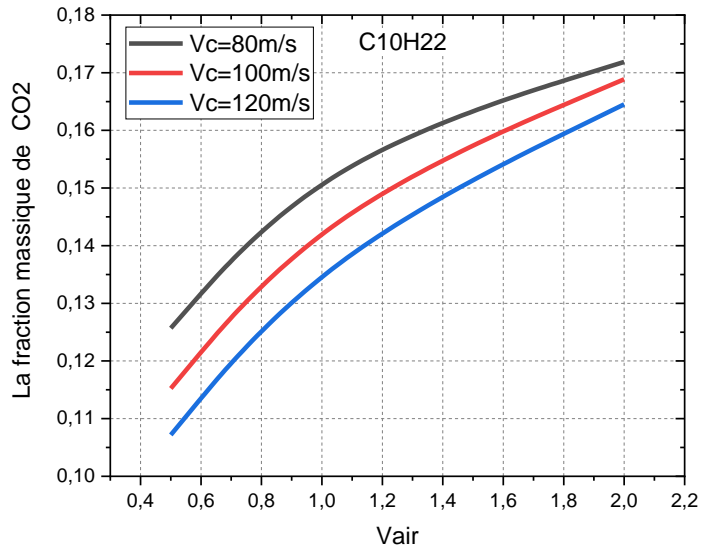


Figure (IV.14) : La fraction massique de CO₂ et la vitesse à l'entrée de l'air en variant la vitesse d'injection de kérosène C₁₀H₂₂ à la sortie

IV.4 Comparaison entre fractions

La figure (IV.16) compare entre la fraction massique de différents combustibles injectés versus de débit d'air, ici en présente le seul cas de $V_c=100$ m/s. On remarque que les deux courbes de la fraction massique de CO₂ obtenue de carburant CH₄ et C₂H₆ c.à.d. le méthane et de l'éthane décroît avec l'augmentation de vitesse de débit d'air. Au même temps les deux autres courbes, benzène et kérosène croit avec l'augmentation de vitesse de débit d'air. On observe que l'utilisation de méthane comme combustible provoque moins d'émission de gaz carbonique contrairement au benzène qui engendre une forte émission de CO₂

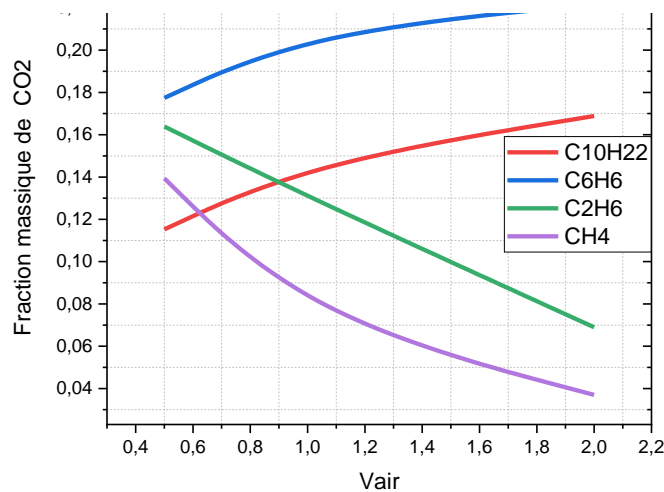


Figure (IV.15) : Comparaison entre la fraction massique de CO₂ des différents carburants pour le cas $V_c=100$ m/s et $V_{air}=80$ m/s.

Conclusion générale

La législation concernant les émissions polluantes des moteurs automobiles devenant de plus en plus rigoureuse, et afin de réduire les émissions de gaz à effet de serre, cette étude numérique a été réalisée. Étude simule l'écoulement avec la réaction d'espèces chimiques dans une enceinte similaire à une chambre de combustion. L'écoulement étant axisymétrique et turbulent, tel qu'on peut rencontrer dans les flammes de diffusion (non-prémélangées), en utilisant le modèle k- ϵ et le modèle Eddy Dissipation. Nous avons utilisé le code ANSYS-Fluent basé sur la méthode des volumes finis. Une validation des résultats a été faite, par comparaisons avec des mesures expérimentales trouvées dans la littérature. Nos simulations numériques ont été présentées pour différents débits d'air ($V_{\text{air}}=0.5, 1 \text{ et } 2 \text{ m/s}$) et différents combustibles (tel que le méthane (CH_4), Éthane (C_2H_6), benzène (C_6H_6), et kérosène ($\text{C}_{10}\text{H}_{22}$), afin de voir leurs effets sur l'émission de dioxyde de carbone (CO_2). Nous montrons ici que le rôle important de carburant et le débit d'injection sur la concentration de fraction massique des produits de la combustion.

L'exploration des résultats a permis une meilleure compréhension de la phénoménologie de la combustion en question, notamment :

- Les fractions massiques des produits de la combustion vont diminuer progressivement en amont pour disparaître complètement en aval. Les produits de réaction inexistant dans le mélange initial vont atteindre leurs valeurs maximales dans la zone de réaction.
- Nous avons constaté que l'augmentation de débit d'air à l'entrée provoque la diminution de la fraction massique de CO_2 pour les deux carburants (méthane et éthane).
- L'augmentation d'injection de méthane et éthane provoque l'augmentation de la fraction massique de CO_2 .
- Le comportement de l'émission de CO_2 pour les deux autres carburants benzènes (C_6H_6), et kérosène ($\text{C}_{10}\text{H}_{22}$) est tout à fait le contraire. Elévation avec l'augmentation de débit d'air et diminution avec l'augmentation de l'injection de carburant.

Il est recommandé dans les futurs travaux d'étudier la production d'autres polluants pour des raisons écologiques, à cause de l'émission dans l'environnement de gaz très nocifs tels que le monoxyde de carbone (CO), NO_x et de soufre (SO_x).

Bibliographie

- [1] Lackner, M., et al. (2013). "Handbook of combustion." Methods 1 : 4.
- [2] Landry, L. (2009). Etude expérimentale des modes de combustion essence sous forte pression et forte dilution.
- [3] Abdelaziz, K, (2018). Chapitre 4 flamme de prémélange laminaire et de diffusion, cours de « Combustion ». Master 1 énergétique.
- [4] Delicat, Y. G. (2012). Étude de la réactivité de l'iode transporté dans un mélange H₂/H₂O en conditions de combustion dans des flammes basse pression pré-mélangées, Lille 1.
- [5] Launder, B. E. and D. B. Spalding (1972). Mathematical models of turbulence, Academic press.
- [6] Haddar, S. and Z. Harhat (2015). Simulation de la combustion stœchiométrique de méthane CH₄ dans une chambre à combustion, univ-bouira.
- [7] Spalding, D. B. (1977). Development of the eddy-break-up model of turbulent combustion. Symposium (International) on Combustion, Elsevier.
- [8] VeynantE, D. modélisation et simulation numérique de la combustion turbulente.
- [9] Boukhalfa, A. (1988). Combustion a l'etude de la structure scalaire dans les flammes turbulentes premelangees du type bunsen, Orléans.
- [10] Kapás, N. (2003). "Investigation of flow characteristics of Heller-type cooling towers with different cooling delta angles." Periodica Polytechnica Mechanical Engineering 47(2) : 143-150.
- [11] Borghi, R. and M. Destriau (1995). Combustion et les flammes, Editions OPHRYS.
- [12] Borghi, R. and D. Dutoya (1979). On the scales of the fluctuations in turbulent combustion. Symposium (International) on Combustion, Elsevier.
- [13] Magnussen B, Hjertager BH (1976) 16th symposium (int.) on combustion, 719-729.
- [14] Launder, B. E. and D. B. Spalding (1972). Mathematical models of turbulence, Academic press.
- [15] Vinciguerra, T & al. (2015) "Regional air quality impacts of hydraulic fracturing and shale natural gas activity: Evidence from ambient VOC observations," Atmospheric Environment, Volume 110, June 2015, Pages 144-150, ISSN 1352-2310, dx.doi.org/10.1016/j.atmosenv.2015.03.056
- [16] Ludovic Landry « Etude expérimentale des modes de combustion essence sous forte pression et forte dilution. Other. Université d'Orléans, 2009. French.

[17] Hanchi, S. (2004). "Méthodes numériques appliquées à la mécanique des fluides et à l'énergétique." Ecole Militaire Polytechnique Alger.

[18] Stoukov, A. (2006). "Introduction à la mécanique des fluides numérique : Méthode "Volumes Finis"." Département Hydraulique/Mécanique des Fluides, Version initiale : Octobre.

[19] Marble F, Broadwell J (1977) the coherent flame model for turbulent chemical reactions. TRW Report, Redondo Beach, California.

[20] R.Borghini & M (2000). Champion Modélisation et théorie des flammes, TECHNIP.

[21] United Nations Environment Programme (UNEP) GRID-Arendal – 2003, Climate Change 2001: Working Group I: The Scientific Basis. 4.2 Trace Gases: Current Observations, Trends, and Budgets – 4.2.1 Non-CO₂ Kyoto Gases – 4.2.1.1 Methane (CH₄).